PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 8. 15. April 1912. 13. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 9 am 12. April 1912.

INHALT:

Originalmitteilungen:
M. Born u. Th. v. Kármán, Über Schwingungen in Raumgittern. S. 297.
M. Abraham, Der freie Fall. S. 310.
M. Abraham, Die Erhaltung der Energie und der Materie im Schwerkraftfelde. S. 311.
G. Vallauri, Magnetische Anisotropie des Eisens. S. 314.
P. Ehrenfest, Zur Frage nach der Entbehrlichkeit des Lichtäthers. S. 317.
H. Mache u. St. Meyer, Über Radiumnormale. S. 320.
W. Knoche, Bestimmungen der elektrischen Zerstreuung, der Ionendichte und -geschwindigkeit, sowie der elektrischen Leitfähigkeit der Luft zwischen der chilenischen Küste und der Osterinsel. S. 322.
Besprechungen:
Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften. S. 332.
Ley, Die Beziehungen zwischen Farbe und Konstitution bei organischen Verbindungen. S. 334.
Th. Graham, Abhandlung über Dialyse (Kolloide). S. 334.
Personalien. S. 335.
Vorlesungsverzeichnis f. das Sommersemester 1912. S. 335.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über Schwingungen in Raumgittern.

Von M. Born und Th. v. Kármán.

Einleitung.

In den letzten Jahren hat man in mannigfacher Weise versucht, optische, elektrische und thermische Eigenschaften fester Körper mit elastischen „Eigenschwingungen" des molekularen Raumgitters in Zusammenhang zu bringen. Den Drudeschen Gedanken, daß die aus der Dispersion hergeleiteten und später durch die Methode der Reststrahlen in einigen Fällen wirklich aufgefundenen ultraroten Absorptionsstreifen auf Eigenschwingungen der Moleküle selbst beruhen, führte zuerst Herr Madelung[1]) bis zu einer quantitativen Berechnung der Frequenzen aus den elastischen Konstanten durch. Fast gleichzeitig haben Sutherland[2]) und Einstein[3]) einen ähnlichen Weg verfolgt. Namentlich hat Einstein die aus dem elastischen Verhalten berechneten Eigenschwingungen mit derjenigen Schwingungszahl identifiziert, die nach seiner bekannten Formel für die spezifische Wärme[4]) das Verhalten von festen Körpern gegen Wärmezufuhr bei tiefen Temperaturen bestimmen soll. Durch Vermittlung der spezifischen Wärme tritt diese „Eigenfrequenz" mit einer Reihe anderer thermischer Größen in Beziehung[5]) (Schmelztemperatur, Wärmeausdehnung).

In allen diesen Fällen muß zuerst eine Übereinstimmung berechneter und beobachteter Werte der Größenordnung nach ohne Zweifel zugegeben werden und nicht selten ist auch die ziffernmäßige Übereinstimmung mit Rücksicht auf die rudimentäre Beschaffenheit der Vorstellungen und Rechnungen überraschend gut.

So erscheint es vielleicht als lohnend, die Frage allgemein zu untersuchen, welche Schwingungsvorgänge in einem festen Körper von molekularer Struktur, d. h. einem Raumgitter, vor sich gehen können. In den erwähnten Arbeiten ist es nämlich nicht immer ganz klar, was unter „Eigenschwingung" zu verstehen sei; einerseits spricht man von den Eigenfrequenzen, die für das einzelne Molekül oder Atom charakteristisch sein sollen, andererseits will man eben dieselben Frequenzen aus dem kristallinischen Aufbau der Substanzen berechnen. Soviel kann wohl durch die Madelungsche und Einsteinsche Rechnung als sichergestellt angenommen werden, daß es sich bei den ultraroten Frequenzen um Schwingungen des Raumgitters handelt. Alsdann aber kann man nicht von Eigenschwingungen im eigentlichen Sinne des Wortes sprechen. Ein molekular aufgebauter Körper ist ein System gekoppelter gleichberechtigter Freiheitsgrade von ungeheurer Anzahl, so daß man praktisch (streng für den unendlich ausgedehnten Körper) von einer kontinuierlichen Verteilung von Schwingungszahlen (kontinuierliches Spektrum) reden kann. Es fragt sich nun, wie es möglich ist, daß trotzdem einzelne Schwingungszahlen eine ausgezeichnete Rolle übernehmen. Eine nähere Betrachtung der Mechanik der Raumgitter[1]) zeigt nun, daß dieses kontinuierliche

1) E. Madelung, Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-phys. Kl., März 1909 und Januar 1910; diese Zeitschr. **11**, 898, 1910.
2) W. Sutherland, Phil. Mag. (6) **20**, 657, 1910.
3) A. Einstein, Ann. d. Phys. (4) **34**, 170, 1911; ferner (4) **35**, 679, 1911.
4) A. Einstein, Ann. d. Phys. (4) **22**, 180, 1907.
5) Vgl. etwa E. Grüneisen, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. (11) **13**, 426, 1911. F. Lindemann, diese Zeitschr. **11**, 609, 1910.

1) Die Begründer der Elastizitätstheorie um die Wende des 18. und 19. Jahrhunderts sind gerade von ähnlichen

Spektrum begrenzt ist, und weiter, daß die Anzahl der Freiheitsgrade, die in ein bestimmtes Frequenzintervall fallen, gerade an Grenzpunkten des Spektrums ungeheuer anwächst. Wir sind der Ansicht, daß die Frequenzen, die für das optische und thermische Verhalten des Körpers charakteristisch sind, nur diesen Grenzfrequenzen entsprechen können. Unser Ziel ist, die vorliegenden theoretischen Ansätze und Beobachtungen von diesem Gesichtspunkte aus zu prüfen.

Die Dynamik des Raumgitters ist ziemlich kompliziert, und so wollen wir bei jedem Abschnitt die Verhältnisse an einem möglichst einfachen, eindimensionalen Modell erläutern.

§ 1. Das eindimensionale Gebilde.

Längs einer Geraden seien unendlich viele Massenpunkte mit derselben Masse m vorhanden, welche Gleichgewichtslagen im konstanten Abstande a besitzen und um diese schwingen können. Die Ausschläge der Massen bezeichnen wir mit

$$\ldots u_{-2},\ u_{-1},\ u_0,\ u_1,\ u_2,\ \ldots\ldots$$

Es werde angenommen, daß jeder Punkt auf die beiden benachbarten, und nur auf diese, mit einer Kraft wirke, die der Veränderung ihres Abstandes entgegenstrebt und ihr proportional ist. Man kann sich dies etwa durch elastische Federn zwischen je zwei der Punkte realisiert denken.

Dann gelten für die freien Schwingungen des Systems folgende Bewegungsgleichungen:

$$m\ddot{u}_n = \alpha(u_{n+1} - u_n) - \alpha(u_n - u_{n-1})$$

oder

$$m\ddot{u}_n = \alpha(u_{n+1} + u_{n-1} - 2u_n), \tag{1}$$

wobei die Punkte Differentiationen nach der Zeit andeuten und α eine Konstante ist.

Es ist das ein System von unendlich vielen gekoppelten gewöhnlichen Differentialgleichungen. Dividiert man die Klammer der rechten Seite mit dem Quadrat des Abstandes a der Massenpunkte, so hat man auf der rechten Seite einen „zweiten Differenzenquotienten", und man erhält, wenn man a gegen 0 konvergieren läßt und annimmt, daß dabei αa und $\frac{m}{a}$ endlichen Grenzwerten k und ϱ zustreben, die partielle Differentialgleichung

$$\varrho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = k\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}; \tag{2}$$

das ist die Gleichung einer schwingenden Saite von der Dichte ϱ und der Elastizitätskonstante k. Daraus erkennt man, daß bei Störungen, deren Dimensionen groß sind gegen a, der Vorgang dem Gesetze des eindimensionalen elastischen Kontinuums folgen wird.

Uns interessiert nun gerade der entgegengesetzte Grenzfall, bei dem die diskontinuierliche Massenverteilung wesentlich ist. Daher wollen wir die Gleichungen (1) streng lösen[1]).

Zu diesem Zwecke machen wir den Ansatz

$$u_n = u e^{i(\nu t + n\varphi)}, \tag{3}$$

wo u eine Konstante ist, und suchen ν und φ so zu bestimmen, daß den Gleichungen (1) Genüge geschieht.

Der Ansatz entspricht offenbar einem zeitlich und räumlich periodischen Vorgange, ν bedeutet die zeitliche Frequenz. Wiederholt sich ein Ausschlag nach n Punkten, so ist $na = \lambda$ als „Wellenlänge" anzusehen, und es muß $n\varphi = 2\pi$ sein, oder

$$\lambda = \frac{2\pi a}{\varphi}. \tag{4}$$

Man kann nun tatsächlich ν und φ so bestimmen, daß die Gleichungen (1) erfüllt sind; denn man findet durch Einsetzen, wenn man den Faktor $ue^{i(\nu t + n\varphi)}$ wegläßt:

$$-m\nu^2 = \alpha(e^{\varphi} + e^{-\varphi} - 2),$$
$$-m\nu^2 = 2\alpha(\cos\varphi - 1),$$
$$-m\nu^2 = -4\alpha\sin^2\frac{\varphi}{2},$$

also

$$\nu = \nu_0 \sin\frac{\varphi}{2}, \tag{5}$$

wo

$$\nu_0 = 2\sqrt{\frac{\alpha}{m}} \tag{6}$$

gesetzt ist.

Die Gleichung (5) stellt die Frequenz ν als Funktion von φ, also nach (4) als Funktion der Wellenlänge dar. Man hat damit eine Art Dispersionsgesetz.

Ist die Wellenlänge zunächst groß gegen den Abstand a der Massenpunkte, dann ist nach (4) φ klein, man kann den Sinus durch sein Argument ersetzen und es wird

molekularen Vorstellungen ausgegangen, aber ihr Hauptinteresse richtete sich auf den Übergang zum Kontinuum. Allerdings kam Cauchy auf die Idee, den Grund der Dispersion darin zu suchen, daß die Wellenlänge mit dem Molekularabstand vergleichbar wird. Später hat Lord Kelvin sich viel mit der Dynamik von Molekularsystemen beschäftigt (vgl. Lord Kelvin, Vorlesungen über Molekulardynamik, deutsch von B. Weinstein, Leipzig 1909). Wenn also in den folgenden Paragraphen manches Bekannte wiederholt wird, so sei es damit entschuldigt, daß es infolge der Resultate der modernen Experimentalforschung lohnt, diese Betrachtungen der Vergessenheit zu entreißen.

1) Die allgemeine Theorie von derartigen unendlichen Gleichungssystemen, bei denen jede Gleichung aus der vorhergehenden durch Vermehrung des Index um 1 hervorgeht (deren Koeffizientensystem also eine „unendliche Zyklante" ist), hat Herr O. Toeplitz gegeben (Math. Ann. **70**, 351, 1911). Unsere Überlegungen sind ohne Kenntnis dieser Arbeit verständlich.

$$\nu = \nu_0 \frac{\pi a}{\lambda}$$

oder

$$\nu \lambda = 2\pi\omega, \qquad (7)$$

wo

$$\omega = \frac{\nu_0 a}{2} = a\sqrt{\frac{\alpha}{m}}$$

die konstante Fortpflanzungsgeschwindigkeit ist; setzt man hier wieder $\alpha a = k$, $\frac{m}{a} = \varrho$, so erhält man den aus der Gleichung (2) der Saite folgenden Wert $\omega = \sqrt{\frac{k}{\varrho}}$.

Ist aber λ nicht groß gegen a, so wird die durch (7) definierte Wellengeschwindigkeit ω von der Frequenz bezw. der Wellenlänge abhängig:

$$\left.\begin{aligned} \omega &= \frac{\nu_0}{2\pi}\lambda \sin\frac{\pi a}{\lambda} \\ \omega &= \frac{a\nu}{2 \arcsin\frac{\nu}{\nu_0}}. \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

Das Bemerkenswerteste an Formel (5) ist nun, daß überhaupt nicht alle Frequenzen ν möglich sind, d. h. zu rein periodischen Wellen gehören können. Denn ν hat den Maximalwert ν_0. Diese Grenzfrequenz wird bei zunehmendem φ, d. h. abnehmender Wellenlänge, zum ersten Male erreicht bei $\varphi = \pi$, $\lambda = 2a$; die Lösung (3) kann man dann so schreiben:

$$u_n = u\, e^{i(\nu t + n\pi)} = u(-1)^n e^{i\nu t},$$

d. h. die Massenpunkte schwingen abwechselnd nach rechts und links. Man hat also eine Art stehender Welle vor sich. Allerdings ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit nicht Null, wie bei einem kontinuierlichen Medium, sondern gleich

$$\omega = \frac{a\nu_0}{\pi} = \frac{2a}{T},$$

falls $T = \frac{2\pi}{\nu_0}$ die Schwingungszeit bedeutet.

Daß diese stehende Schwingung in mancher Hinsicht die Rolle einer Eigenschwingung spielt, erkennt man an dem Beispiel der erzwungenen Schwingungen, etwa nach der Art, wie sie Herr Madelung für sein Raumgitter betrachtet. Denkt man sich die Massenpunkte nach seiner Vorstellung abwechselnd mit positiver und negativer Ladung ε versehen und unter Wirkung eines homogenen elektrischen Wechselfeldes $E e^{i\nu t}$ stehend, so lauten die Bewegungsgleichungen offenbar

$$m\ddot{u}_n - \alpha(u_{n+1} + u_{n-1} - 2u_n) = (-1)^n \varepsilon E e^{i\nu t}$$

oder auch

$$m\ddot{u}_n - \alpha(u_{n+1} + u_{n-1} - 2u_n) = \varepsilon E e^{\pi i n + i\nu t}.$$

In dieser Form sieht man unmittelbar, daß die Lösung durch den Ansatz

$$u_n = u e^{\pi i n + i\nu t}$$

gewonnen wird, wobei u sich aus der Gleichung

$$u(-m\nu^2 + 2/\alpha) = \varepsilon E$$

bestimmt. Man erhält also

$$u = \frac{\frac{\varepsilon E}{m}}{\nu_0^2 - \nu^2}, \qquad (9)$$

d. h. die gewöhnliche Resonanzformel für ungedämpfte Schwingungen in der Nähe der Eigenschwingungszahl ν_0.

§ 2. Das dreidimensionale Raumgitter.

Die an dem einfachen Beispiel dargelegte Methode wollen wir nun auf den Fall des kubischen Raumgitters[1]) anwenden. Wir denken uns die Massenpunkte in den Eckpunkten von gleich großen aneinanderstoßenden Würfeln von der Kantenlänge a angeordnet. Die Punkte sollen in der Weise numeriert werden, daß der Punkt mit den Koordinaten la, ma, na — gerechnet von einem beliebig gewählten Punkt des Gitters, welcher die Indizes 0, 0, 0 bekommen soll — mit den Indizes l, m, n versehen wird. Es lassen sich in verschiedener Weise Wechselwirkungsgesetze zwischen den Punkten angeben, die den Elastizitätsverhältnissen der regulären Kristalle entsprechen. Die allgemeinste Annahme ist natürlich die, daß jeder Punkt auf jeden andern wirkt[2]), und prinzipiell ist die folgende Methode auch für diesen Fall anwendbar; wir wollen uns aber zur Vereinfachung der Rechnung auf die Annahme beschränken, daß auf jeden Massenpunkt nur die nächsten benachbarten 18 Punkte (6 in den Abständen a, 12 in den Abständen $a\sqrt{2}$) eine merkliche Kraft ausüben. Außerdem wollen wir aber das Kraftgesetz nur so weit spezialisieren,

a) daß die Kräfte, die auf den Massenpunkt wirken, als lineare Funktionen der kleinen Verrückungen dieser Nachbarpunkte ausgedrückt werden können;

b) daß die Symmetrie der regulären Kristallform bewahrt wird;

c) daß die Bewegungsgleichungen des Punkt-

1) Wir wählen das kubische Raumgitter speziell, als einfachstes unter drei möglichen.

2) Vgl. Voigt, Lehrbuch der Kristallphysik, VII. Kap., II. Abschn., § 292—303, S. 596. Hier wird vor allem der Grenzübergang zum Kontinuum diskutiert.

systems durch den Grenzübergang zu $a=0$ in die Bewegungsgleichungen des kontinuierlichen Mediums mit regulärer Äolotropie übergehen.

Alsdann erhält man für die Kraft nach der x-Richtung, die auf den Punkt l, m, n wirkt, als allgemeinsten Ansatz

$$\left.\begin{aligned} X_{lmn} = {} & \alpha(u_{l+1,m,n}+u_{l-1,m,n}-2u_{l,m,n}) \\ & +\beta(u_{l,m+1,n}+u_{l,m-1,n}+u_{l,m,n+1} \\ & \qquad +u_{l,m,n-1}-4u_{l,m,n}) \\ & +\gamma(u_{l+1,m,n+1}+u_{l+1,m+1,n} \\ & \qquad +u_{l+1,m,n-1}+u_{l+1,m-1,n} \\ & \qquad -4u_{l,m,n}+u_{l-1,m,n+1} \\ & \qquad +u_{l-1,m+1,n}+u_{l-1,m,n-1} \\ & \qquad +u_{l-1,m-1,n}-4u_{l,m,n}) \\ & +\delta(u_{l,m+1,n+1}+u_{l,m-1,n+1} \\ & \qquad +u_{l,m+1,n-1}+u_{l,m-1,n-1} \\ & \qquad -4u_{l,m,n}) \\ & +\varkappa(v_{l+1,m+1,n}+v_{l-1,m-1,n} \\ & \qquad -v_{l+1,m-1,n}-v_{l-1,m+1,n} \\ & \qquad +w_{l+1,m,n+1}+w_{l-1,m,n-1} \\ & \qquad -w_{l+1,m,n-1}-w_{l-1,m,n+1}). \end{aligned}\right\} \quad (10)$$

Es stammen dabei

die erste und zweite Klammer von den relativen x-Verschiebungen der 6 Punkte in der Entfernung a, wobei natürlich den beiden Punkten auf der x-Achse im allgemeinen ein anderer Faktor zukommt, als den 4 Punkten senkrecht dazu (vgl. Fig. 1);

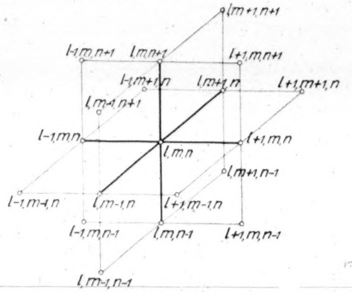


Fig. 1.

die dritte, vierte und fünfte Klammer von den relativen x-Verschiebungen der 12 Punkte in der Entfernung $a\sqrt{2}$, wobei wieder die 4 Punkte in der auf x senkrechten, durch den Punkt l, m, n selbst gehenden Ebene vor den übrigen ausgezeichnet werden müssen;

die beiden letzten Klammern von den y- und z-Verschiebungen, wobei die Auswahl der Punkte und Vorzeichen sich aus der regulären Symmetrie ergibt.

Um die 5 Konstanten mit den meßbaren 3 Elastizitätskonstanten in Verbindung zu bringen, können wir folgendermaßen verfahren:

Unsere Gleichungen müssen offenbar in die des elastischen (regulären) Kontinuums übergehen, wenn sich Sinn und Größe der Verschiebungen u, v, w von Punkt zu Punkt sehr wenig ändern. Rechnet man für diesen Fall durch Division mit a^3 die Massenkraft ϱ pro Volumeinheit aus, so kann man die auftretenden Differenzenquotienten durch die entsprechenden Differentialquotienten ersetzen, und man erhält:

$$\begin{aligned} a^{-3}X_{l,m,n} = \varrho X = {} & \frac{\alpha}{a}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\beta}{a}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right) \\ & +\frac{2\gamma}{a}\left(2\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right) \\ & +\frac{2\delta}{a}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right) \\ & +\frac{4\varkappa}{a}\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x\,\partial y}+\frac{\partial^2 w}{\partial x\,\partial z}\right). \end{aligned}$$

Nun lautet die gewöhnliche elastische Differentialgleichung mit den Voigtschen Bezeichnungen:

$$\left.\begin{aligned} \varrho X = {} & c_{11}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+c_{44}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}\right) \\ & +(c_{12}+c_{44})\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x\,\partial y}+\frac{\partial^2 w}{\partial x\,\partial z}\right), \end{aligned}\right\} \quad (11)$$

woraus man für unsere Konstanten die Beziehungen erhält:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\alpha+4\gamma}{a} &= c_{11}, \\ \frac{\beta+2\gamma+2\delta}{a} &= c_{44}, \\ \frac{4\varkappa}{a} &= c_{12}+c_{44}. \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

Von den 5 Molekularkonstanten sind also bei unsern allgemeinen Annahmen 2 nicht durch die meßbaren Elastizitätskonstanten ausdrückbar.

Eine gewisse Annäherung erhält man durch die plausible und bei einfachen Kraftgesetzen bekanntlich erfüllte Annahme, daß infolge der raschen Abnahme der Wechselwirkung mit der Entfernung eine Vermehrung des Abstandes zweier Punkte die zwischen ihnen wirkende Kraft viel stärker verändert als eine Verschiebung senkrecht zur Verbindungslinie. Vernachlässigt man dann im Kraftansatz (10) die senkrechten Verschiebungen der Punkte in der Entfernung $a\sqrt{2}$ und setzt daher $\delta=0$, $\gamma=\varkappa$, so lassen sich jetzt die übrigen 3 Konstanten α, β, γ durch die Elastizitätskonstanten ausdrücken, und zwar durch die Formeln:

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= a(c_{11}-c_{12}-c_{44}), \\ \beta &= \frac{a}{2}(c_{44}-c_{12}), \\ 2\varkappa = 2\gamma &= \frac{a}{2}(c_{44}+c_{12}). \end{aligned}\right\} \quad (13)$$

Ist dieselbe Vernachlässigung schon bei den Punkten in der Entfernung a gestattet, was bei reinen Zentralkräften notwendig eintritt, so ist auch $\beta = 0$ zu setzen, was zu der bekannten Cauchyschen Beziehung

$$c_{11} = c_{44} \quad (14)$$

führt. Nach den Messungen von W. Voigt ist diese Relation nicht bei allen Substanzen erfüllt, und so wollen wir in späteren Rechnungen die Ansätze (12) bezw. (13) beibehalten.

§ 3. Das Dispersionsgesetz der molekularen Schwingungen.

Ebenso wie bei dem eindimensionalen Falle fragen wir zunächst nach dem Gesetze der Fortpflanzung ebener Wellen.

Die Differentialgleichungen der Bewegung ergeben sich durch zyklische Vertauschung aus der Gleichung (10), wenn man die Massenkraft $X_{l,m,n}$ durch die Trägheitskraft $m\frac{d^2 u_{l,m,n}}{dt^2}$ ersetzt.

Für die eine ebene Welle darstellende Lösung machen wir den Gleichung (3) entsprechenden Ansatz:

$$u_{l,m,n} = u e^{i(\nu t + l\varphi + m\psi + n\chi)}, \quad (15)$$

und ähnlich für v und w. Alsdann reduzieren sich die dreifach unendlich vielen Differentialgleichungen auf 3 lineare Gleichungen für u, v, w, deren Koeffizienten gegebene Funktionen von φ, ψ, χ sind. Die Säkulargleichung dieses Gleichungssystems kann man folgendermaßen schreiben:

$$\begin{vmatrix} A(\varphi,\psi,\chi) - m\nu^2 & B(\varphi,\psi) & B(\varphi,\chi) \\ B(\psi,\varphi) & A(\psi,\chi,\varphi) - m\nu^2 & B(\psi,\chi) \\ B(\chi,\varphi) & B(\chi,\psi) & A(\chi,\varphi,\psi) - m\nu^2 \end{vmatrix} = 0, \quad (16)$$

wo die Funktionen A und B durch folgende Formeln definiert sind:

$$\left.\begin{aligned} A(x,y,z) &= 2\alpha(1-\cos x) \\ &+ 2\beta(2-\cos y-\cos z) \\ &+ 4\gamma(2-\cos x\cos y-\cos x\cos z) \\ &+ 4\delta(1-\cos y\cos z), \\ B(x,y) &= 4\varkappa\sin x\sin y. \end{aligned}\right\} \quad (17)$$

Die Gleichung (16) bestimmt also die Abhängigkeit der Frequenz ν von den Größen φ, ψ, χ, d. h. von der Wellenlänge λ und den Richtungskoeffizienten p, q, r der Wellennormale. Es ist nämlich offenbar, analog dem eindimensionalen Falle:

$$\left.\begin{aligned} \varphi = \frac{2\pi a}{\lambda}p, \quad \psi = \frac{2\pi a}{\lambda}q, \quad \chi = \frac{2\pi a}{\lambda}r, \\ p^2+q^2+r^2 = 1. \end{aligned}\right\} \quad (18)$$

Die allgemeine Diskussion der Gleichung (16) ist außerordentlich kompliziert; enthält sie doch im Grenzfalle von kleinem a das Gesetz der Abhängigkeit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit von der Richtung der Wellennormale für das kontinuierliche Medium von regulärer Äolotropie.

Zunächst betrachten wir die Fortpflanzung einer Welle in einer Hauptrichtung, etwa der x-Richtung allein. Dann ergeben sich für jede Wellenlänge zwei Frequenzen, die einer longitudinalen und transversalen Welle entsprechen und die durch die Formeln

$$\left.\begin{aligned} \nu_l &= 2\sqrt{\frac{\alpha+4\gamma}{m}}\sin\frac{\pi a}{\lambda}, \\ \nu_t &= 2\sqrt{\frac{\beta+2\gamma+2\delta}{m}}\sin\frac{\pi a}{\lambda} \end{aligned}\right\} \quad (19)$$

bestimmt sind. Gerade so, wie in dem eindimensionalen Falle geht das für kleine $\frac{a}{\lambda}$ in die bekannten Formeln für kontinuierliche Medien über.

Für kurze Wellen gibt es wieder zwei größte Schwingungszahlen, entsprechend einer Art stehender Schwingungen mit der Wellenlänge $\lambda = 2a$, wobei die Punkte in zwei benachbarten Ebenen senkrecht zur Wellennormalen in entgegengesetzter Phase longitudinal bezw. transversal schwingen.

Die Gleichung dritten Grades (16) hat für ein Wertsystem φ, ψ, χ drei Wurzeln ν_1, ν_2, ν_3. Wenn φ, ψ, χ variieren, wird jede von diesen einen gewissen Wertbereich überstreichen; wegen der Periodizität der Funktionen (17) ist es klar, daß man alle Werte von ν_1, ν_2, ν_3 erhalten wird, wenn man φ, ψ, χ in dem Würfel mit den Ecken

$$\begin{matrix} 000, & \pi 00, & 0\pi 0, & 00\pi, \\ 0\pi\pi, & \pi 0\pi, & \pi\pi 0, & \pi\pi\pi \end{matrix}$$

variieren läßt. Diesen 8 Ecken entsprechen aber wegen der Gleichberechtigung je zweier Koordinatenachsen nur 6 Grenzschwingungen.

Von diesen ist eine $\nu = 0$ trivial, die übrigen 5 lauten:

$$\left.\begin{aligned} \nu_l &= 2\sqrt{\frac{\alpha+4\gamma}{m}}, \\ \nu_t &= 2\sqrt{\frac{\beta+2\gamma+2\delta}{m}}, \\ \nu' &= 2\sqrt{\frac{2\beta+4\gamma}{m}}, \\ \nu'' &= 2\sqrt{\frac{\alpha+\beta+2\gamma+2\delta}{m}}, \\ \nu_M &= 2\sqrt{\frac{\alpha+2\beta}{m}}. \end{aligned}\right\} \qquad (20)$$

Die ersten beiden sind Grenzschwingungen der längs der Achsen sich fortpflanzenden longitudinalen und transversalen oben betrachteten Wellen; ν', ν'' sind entsprechende Grenzschwingungen der parallel zu einer Koordinatenebene unter 45^0 zu den beiden Achsen derselben sich fortpflanzenden longitudinalen und transversalen Wellen; ν_M endlich ist die von Herrn Madelung allein betrachtete Grenzschwingung, die einer unter 45^0 zu den 3 Achsen laufenden Welle entspricht. In diesem letzten Falle schwingen je zwei in irgendeiner der 3 Hauptrichtungen benachbarte Massenpunkte mit entgegengesetzter Phase, als wären die Punkte, in denen $l+m+n$ gerade bezw. ungerade ist, starr miteinander verbunden.

§ 4. Anwendungen auf optische Vorgänge.

Um diese elastischen Molekularschwingungen mit optischen Vorgängen in Beziehung zu bringen, hat Herr Madelung vorgeschlagen, die Massenteilchen mit elektrischen Ladungen zu belegen, die unter der Wirkung des elektromagnetischen Feldes des Lichtes das System in erzwungene Schwingungen versetzen. Die beobachtbaren optischen Eigenfrequenzen (Reststrahlen, photoelektrischer Effekt) müssen dann jene sein, auf welche das System durch Resonanz anspricht. Da nun die Wellenlänge selbst des ultravioletten Lichtes sehr groß ist gegen den Molekularabstand, kann man das optische elektromagnetische Feld als räumlich homogen ansehen, und so kann man allgemein einsehen, daß eine Resonanz nur dadurch möglich ist, wenn in irgendwelcher Weise abwechselnde Ladungen eine Periodizität in das System hineinbringen.

Herr Madelung hat für zweiatomige Verbindungen angenommen, daß in je einem Eckpunkte des Gitters ein Atom sitzt und daß je zwei benachbarte Atome entgegengesetzte Ladungen ε haben. Ist $\mathfrak{E}$ die elektrische Feldstärke, so können wir für die auf den Punkt l, m, n wirkende äußere Kraft offenbar setzen

$$\varepsilon\mathfrak{E}e^{i\nu t}(-1)^{l+m+n} = \varepsilon\mathfrak{E}e^{i(\nu t+\pi l+\pi m+\pi n)}$$

und dies ist auf den rechten Seiten der Bewegungsgleichungen (10) einzutragen. Die Lösung wäre dann ganz analog zu dem eindimensionalen Falle zu bilden und man erhält Resonanz bei der im letzten Paragraphen schon angegebenen Schwingungszahl

$$\nu_M = 2\sqrt{\frac{\alpha+2\beta}{m}}.$$

Hierbei ist angenommen, daß die Massen alle gleich sind. Will man die Verschiedenheit der Atomgewichte m_1, m_2 berücksichtigen, so hat man zu setzen:

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{m_1}+\frac{1}{m_2}\right). \qquad (21)$$

Die Verbindung $\alpha+2\beta$ läßt sich durch die meßbaren Elastizitätskonstanten exakt nicht ausdrücken. Vermöge unserer Annäherungsformeln (13) würde sie heißen:

$$\alpha+2\beta = a(c_{11}-2c_{12}).$$

Herr Madelung hat bei zwei verschiedenen, aus elastischen Stäben aufgebauten Modellen zwei verschiedene Kombinationen der meßbaren Elastizitätskonstanten, die numerisch ziemlich weit auseinander liegen:

I. $a(c_{11}+c_{44}-3c_{12})$ und II. $a(c_{11}+c_{12}+c_{44})$.

Er zeigt nun, daß die Wellenlängen der von Rubens und Hollnagel[1]) beobachteten Reststrahlen bei Steinsalz, Sylvin und Flußspat zwischen den beiden so berechneten Werten liegen.

	Berechnet nach I	Beobachtet	Berechnet nach II
Steinsalz .	82,6 μ	51,2 μ	44,1 μ
Sylvin . . .	66,2	61,2	60,2
Flußspat .	45,0	31,6 u. 24,0	23,05

Bedenklicher als die durch die Wahl des speziellen Modells bedingte Unbestimmtheit erscheint uns die Tatsache, daß diese Theorie nur eine einzige Frequenz liefert, während man bei Reststrahlen regelmäßig Paare von Streifen beobachtet; und außerdem sind aus Dispersionsbeobachtungen weitere Streifen mit noch größeren Wellenlängen abgeleitet worden. (Eine Zusammenstellung siehe bei Haber, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **13**, 1117, 1911.) Bei dieser Sachlage scheint uns die Theorie in der Madelungschen Fassung nicht ausreichend zu sein.

Vielmehr möchten wir die Vermutung aussprechen, daß die Streifen im ultraroten Spektrum mit den 5 Grenzschwingungen (20) zusammenhängen. Einen Vergleich der Werte für

1) H. Rubens u. H. Hollnagel, Sitzungsber. d. Kgl. Preuß. Akad. d. Wiss. **4**, 26, 1910.

die drei Substanzen Steinsalz, Sylvin, Flußspat gibt die folgende Tabelle, wobei für die Elastizitätskonstanten die Annäherung (13) benutzt ist. Die Wellenlängen sind mit entsprechenden Indizes versehen wie die Frequenzen in den Gleichungen (20).

	Steinsalz		Sylvin		Flußspat	
	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.
$\lambda_l \simeq \lambda''$	55,0 μ	47 μ, 54 μ *R*	66,8 μ	62 μ, 70 μ *R*	28,0 μ	24,0 μ, 31,6 μ *R*
λ_t	105,5 μ		159 μ		61,6 μ	
λ'	74,7 μ	87 μ *D*	113 μ	etwa 100 μ *D*	43,6 μ	40,3 μ *D*
λ_M	82,2 μ		70,7 μ		36,2 μ	

(*R* = Reststrahlen, *D* = Dispersion.)

Es ist dazu zu bemerken, daß die Frequenzen ν_l und ν'' bei unserer Annäherung zusammenfallen, in der Wirklichkeit also einem Streifenpaar entsprechen, wie es die Reststrahlbeobachtungen tatsächlich ergeben. Ferner sind die größeren Wellenlängen nicht durch direkte Messungen, sondern durch Extrapolation aus Beobachtungen über Dispersion und Dielektrizitätskonstante gewonnen worden, und diese Werte fallen etwa mit den Schwerpunkten unserer drei anderen Wellenlängen zusammen. Leider ist das Beobachtungsmaterial in optischer und elastischer Hinsicht noch nicht ausreichend, um zu entscheiden, wie weit hier der Zufall eine Rolle spielt.

Auch theoretisch handelt es sich nicht um viel mehr als eine Vermutung, da wir zunächst keine einfache Hypothese über die elektromagnetischen Zusammenhänge sehen, die das Zustandekommen der Streifen erklären könnte. Es handelt sich eben nicht um einfache Eigenschwingungen, d. h. diskrete Schwingungszahlen, sondern um gewisse, als Grenzwerte ausgezeichnete Punkte eines komplizierten kontinuierlichen Spektrums.

So kann natürlich auch eine Berechnung einer „Eigenfrequenz", wie sie Herr Einstein in seiner ersten zitierten Arbeit anstellte, indem er ein Molekül unter der Wirkung seiner 26 festgehaltenen Nachbarn schwingen läßt, nur eine Dimensionsformel geben. In einer zweiten Arbeit berücksichtigt er zwar durch eine Überschlagsrechnung die Bewegung der Nachbarmoleküle, doch glauben wir, daß die von ihm gestellte Aufgabe durch die allgemeine Raumgittertheorie einfacher und exakter geliefert wird. Wirkliche Annäherungen für die ultraroten Frequenzen darf man nur von Rechnungen erwarten, die die elastische Struktur gebührend berücksichtigen, und für eine Dimensionsbetrachtung genügt der Drudesche Nachweis, daß im Ultrarot die Moleküle selbst schwingen.

Herr Haber[1]) hat den Drudeschen Gedanken in anderer Richtung wesentlich entwickelt, als er neuerdings den Zusammenhang zwischen den ultraroten und ultravioletten Eigenwellenlängen bei einer Reihe von festen Körpern auffand. Er entdeckte nämlich, daß die Schwingungszahlen ν_{rot} und $\nu_{\mathrm{viol.}}$ sich umgekehrt verhalten, wie die Quadratwurzeln aus Atommasse und Elektronenmasse, und hieraus schloß er, daß Atom- und Elektronenschwingungen unter der Wirkung derselben quasielastischen Kraft vor sich gehen. Herr Haber benutzt offenbar die Vorstellung eines Raumgitters, welches abwechselnd aus Ionen und Elektronen aufgebaut ist.

Bei den freien Schwingungen eines solchen Raumgitters, das aus ganz verschiedenen Massen zusammengesetzt ist, treten besondere Umstände auf, die wir im nächsten Paragraphen besprechen wollen.

§ 5. Raumgitter mit verschiedenen Massen.

Wir betrachten zuerst wieder das eindimensionale Gebilde und nehmen an, daß die Punkte mit geradem Index die Masse m, die mit ungeradem die Masse μ haben.

Dann lauten offenbar die Bewegungsgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} m\ddot{u}_{2n} &= \alpha(u_{2n+1} + u_{2n-1} - 2u_{2n}), \\ \mu\ddot{u}_{2n+1} &= \alpha(u_{2n+2} + u_{2n} - 2u_{2n+1}). \end{aligned}\right\} \quad (22)$$

Die Lösung setzen wir an in der Form:

$$\left.\begin{aligned} u_{2n} &= u' e^{i(\nu t + 2n\varphi)}, \\ u_{2n+1} &= u'' e^{i(\nu t + (2n+1)\varphi)}, \end{aligned}\right\} \quad (23)$$

und erhalten für die Unbekannten u', u'' die beiden linearen Gleichungen:

$$\begin{aligned} (m\nu^2 - 2\alpha)u' + 2\alpha\cos\varphi \cdot u'' &= 0, \\ 2\alpha\cos\varphi\, u' + (\mu\nu^2 - 2\alpha)u'' &= 0. \end{aligned}$$

Hieraus bekommt man für die Abhängigkeit der Frequenz von der Phasenverschiebung φ die Gleichung:

$$\begin{vmatrix} m\nu^2 - 2\alpha, & 2\alpha\cos\varphi \\ 2\alpha\cos\varphi, & \mu\nu^2 - 2\alpha \end{vmatrix} = 0$$

oder

$$\nu^4 - 2\alpha\frac{m+\mu}{m\mu}\nu^2 + \frac{4\alpha^2}{m\mu}\sin^2\varphi = 0.$$

Es ergeben sich zwei Frequenzen:

$$\nu^2 = \frac{\alpha}{m\mu}\left\{m + \mu \pm \sqrt{m^2 + \mu^2 + 2m\mu\cos 2\varphi}\right\}, \quad (24)$$

die offenbar beide reell sind.

Trägt man ν als Funktion von φ auf, so erhält man die in der Fig. 2 eingetragenen Kur-

1) F. Haber, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 1117, 1911.

ven. Faßt man die Gesamtheit der möglichen Frequenzen als Spektrum auf, so besteht dieses aus zwei Bereichen, die sich nicht überdecken. Der obere Bereich (ν groß) liegt zwischen den Grenzen $\sqrt{\frac{2a}{\mu}}$ und $\sqrt{\frac{2a}{\mu}\left(1+\frac{\mu}{m}\right)}$; der untere Bereich zwischen 0 und $\sqrt{\frac{2a}{m}}$. Ist nun μ sehr klein gegen m, wie es der Fall wäre, falls man ein Gebilde abwechselnd aus Elektronen und

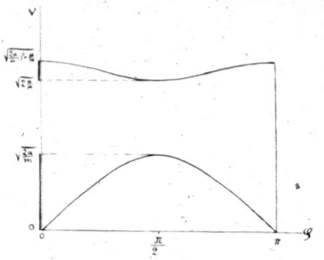


Fig. 2.

Atomen zusammensetzt, so schrumpft der obere Bereich auf einen ganz schmalen Streifen bei $\sqrt{\frac{2a}{\mu}}$ zusammen, für den unteren Bereich dagegen gilt angenähert unsere erste Dispersionsformel (5), (6):

$$\nu = 2\sqrt{\frac{a}{m}}\sin\varphi,$$

wo φ statt $\frac{\varphi}{2}$ steht, weil der Abstand zweier Atome (Masse m) jetzt $2a$ und die Phasenverschiebung zweier solchen Punkte 2φ beträgt. Wir wollen dabei darauf aufmerksam machen, daß die untere Grenzfrequenz des oberen Bereichs und die obere des unteren Bereichs sich umgekehrt verhalten wie die Wurzeln aus den Massen.

Man wird mit der Annahme nicht fehl gehen, daß die Verhältnisse im dreidimensionalen Falle ganz analog liegen, und daß sich auch zwei ganz getrennte Spektralbereiche ergeben, deren entsprechende Grenzschwingungen sich umgekehrt wie die Wurzeln aus den Massen verhalten. Allerdings ist die algebraische Durchführung recht kompliziert.

Es ist nun sehr verlockend, die Habersche Entdeckung durch einen ähnlichen Aufbau zu erklären. Namentlich kommt man zu der Deutung, daß die langwelligen optischen Eigenschwingungen gewissermaßen durch die obere Grenze des unteren elastischen Spektrums (ν klein) bestimmt werden, während das obere elastische Spektrum (ν groß) die ultravioletten Eigenschwingungen eines festen Körpers liefert.

Das untere, durch die ultraroten Frequenzen begrenzte Spektrum ist etwa als Träger der Wärmeenergie zu betrachten. Man kann daraus schließen, daß auch für die Gesetze der spezifischen Wärme die molekulare Struktur und die daraus entspringende Beschaffenheit des kontinuierlichen Spektrums von Belang sein werden.

§ 6. Die Einsteinsche Theorie der spezifischen Wärme.

Bekanntlich hat Herr Einstein den ersten Anstoß zu der neueren Theorie der spezifischen Wärme[1]) durch Anwendung der Planckschen Energieformel für schwingende Elementargebilde im festen Körper gegeben. Die Einsteinsche Vorstellung wäre folgendermaßen aufzufassen:

Im Grammolekül der festen Körper gibt es verschiedene Gattungen von je N schwingenden Gebilden verschiedener Frequenzen; jedem Elementargebilde mit drei Freiheitsgraden und der Frequenz ν kommt nach Planck die mittlere Energie

$$3\frac{R}{N}\frac{\beta\nu}{e^{\frac{\beta\nu}{T}}-1}$$

zu. Da N von ν unabhängig angenommen wird, trägt jede Schwingungszahl zur Energie eines Grammoleküls den Betrag

$$3R\frac{\beta\nu}{e^{\frac{\beta\nu}{T}}-1}$$

bei, so daß man für diese Gesamtenergie

$$E = 3R\Sigma\frac{\beta\nu}{e^{\frac{\beta\nu}{T}}-1} \tag{25}$$

erhält.

Hierbei sollen die Schwingungszahlen ν die ultraroten Eigenfrequenzen des festen Körpers bedeuten. Die Einsteinsche Formel[2]) wäre vollkommen berechtigt, wenn man die ultraroten Frequenzen etwa von den Eigenschwingungen eines isolierten Moleküls herleiten könnte. Nun ist aber kein Zweifel, daß die Vorstellung elastischer Schwingungen des Raumgitters den tatsächlichen Verhältnissen näher kommt. Alsdann darf man nicht mehr annehmen, daß eine An-

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. (4) **22**, 180, 1907.
2) Übrigens gilt dasselbe von der Verallgemeinerung von Nernst und Lindemann.

zahl voneinander unabhängig schwingender Gebilde vorhanden ist, und noch viel weniger, daß die Anzahl der Gebilde jeder Frequenz gleich groß ist. Man hat offenbar ein einziges gekoppeltes System vor sich, dem in Wahrheit endlich viele, allerdings ungeheuer viele Freiheitsgrade zukommen. Will man auf ein solches System die Plancksche Theorie der Energieverteilung anwenden, so muß man sowohl die kinetische als auch die potentielle Energie des Raumgitters durch solche voneinander unabhängige Koordinaten ausdrücken, daß für jede Koordinate allein die Schwingungsgleichung des gewöhnlichen Resonators gilt. Diese Aufgabe läuft bei einem System von endlich vielen Freiheitsgraden auf die Bestimmung der Normalschwingungen heraus. Die Anzahl der Normalschwingungen, die in einen bestimmten Frequenzbereich $d\nu$ fallen, wird dann in ganz bestimmter Weise von ν abhängig werden und damit tritt notwendigerweise eine Modifikation der Einsteinschen Betrachtung ein.

Die Verteilung der Normalschwingungen auf die Frequenzen bei einem System von sehr zahlreichen Freiheitsgraden zu bestimmen, ist natürlich direkt nicht möglich. Man wird offenbar das System wieder durch ein unendlich ausgedehntes Gitter ersetzen, und man hat damit eine mathematisch streng formulierte Aufgabe, deren Lösung glücklicherweise in den letzten Jahren durch die Theorie der quadratischen Formen von unendlich vielen Veränderlichen[1]) gewonnen worden ist.

§ 7. Die Energieverteilung des kontinuierlichen Spektrums.

Wir betrachten zunächst wiederum das eindimensionale Gebilde mit lauter gleichen Massen. Dann lautet offenbar die kinetische Energie

$$T = \frac{m}{2}\left\{\cdots \dot{u}_{-2}^2 + \dot{u}_{-1}^2 + \dot{u}_0^2 + \dot{u}_1^2 + \dot{u}_2^2 + \cdots\right\} \tag{26}$$

und die potentielle Energie

$$\begin{aligned} V &= \frac{a}{2}\left\{\cdots (u_{-2} - u_{-1})^2 + (u_{-1} - u_0)^2 + (u_0 - u_1)^2 + (u_1 - u_2)^2 + \cdots\right\} \\ &= a\left\{\cdots u_{-2}^2 + u_{-1}^2 + u_0^2 + u_1^2 + u_2^2 + \cdots - u_{-2}u_{-1} - u_{-1}u_0 - u_0 u_1 - u_1 u_2 - \cdots\right\}. \end{aligned} \tag{27}$$

In Wirklichkeit brechen beide Summen beiderseits nach einer endlichen Anzahl von Gliedern ab.

Es ist dann immer möglich, neue Koordinaten, als lineare Funktionen der alten:

$$\left.\begin{aligned} U_n = \cdots \mathfrak{t}_{-2n} u_{-2} + \mathfrak{t}_{-1n} u_{-1} + \mathfrak{t}_{0n} u_0 + \\ + \mathfrak{t}_{1n} u_1 + \mathfrak{t}_{2n} u_2 + \cdots \end{aligned}\right\} \tag{28}$$

so einzuführen, daß in ihnen beide quadratische Formen T und V als Summe von Quadraten erscheinen:

$$T = \frac{m}{2}\left\{\cdots \dot{U}_{-2}^2 + \dot{U}_{-1}^2 + \dot{U}_0^2 + \dot{U}_1^2 + \dot{U}_2^2 + \cdots\right\}, \tag{29}$$

$$\left.\begin{aligned} V = \frac{a}{2}\{\cdots p_{-2} U_{-2}^2 + p_{-1} U_{-1}^2 + p_0 U_0^2 + \\ + p_1 U_2^1 + p_2 U_2^2 + \cdots\}. \end{aligned}\right\} \tag{30}$$

Man nennt dann die U Normalkoordinaten; in ihnen ausgedrückt wird die Bewegungsgleichung für jede Koordinate unabhängig von allen übrigen Koordinaten und lautet:

$$m\ddot{U}_n + a p_n U_n = 0. \tag{31}$$

Jede Normalkoordinate führt also reine Sinusschwingungen mit der Frequenz

$$\nu_n = \sqrt{p_n \frac{a}{m}} \tag{32}$$

aus.

Man findet bekanntlich die Normalkoordinaten auf folgende Weise:

Die linearen homogenen Gleichungen

$$-p x_n = (x_{n+1} + x_{n-1} - 2x_n), \tag{33}$$

deren Anzahl bei einem endlichen System endlich ist, haben im allgemeinen keine Auflösung; vielmehr ist dazu notwendig, daß die Determinante

$$\begin{vmatrix} \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \cdots & 0 & -1 & 2-p & -1 & 0 & 0 & \cdots \\ \cdots & 0 & 0 & -1 & 2-p & -1 & 0 & \cdots \\ \cdots & 0 & 0 & 0 & -1 & 2-p & -1 & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \end{vmatrix} = 0. \tag{34}$$

Das ist eine algebraische Gleichung in p, deren Wurzeln gerade die Größen

$$p_1, p_2, p_3, \cdots\cdots$$

sind. Setzt man p gleich einem dieser Werte, so haben die Gleichungen (33) ein System von Lösungen, das bis auf einen konstanten Faktor bestimmt ist; für verschiedene p_n erhält man verschiedene Lösungssysteme, die wir mit

$$\cdots \mathfrak{t}_{-1n}, \mathfrak{t}_{0n}, \mathfrak{t}_{1n}, \mathfrak{t}_{2n} \cdots$$

bezeichnen. Dieselben erfüllen die Relationen

$$\sum_m \mathfrak{t}_{mn} \mathfrak{t}_{mn'} = 0, \quad (n \neq n'); \tag{35}$$

wählt man die konstanten Faktoren, die noch willkürlich waren, so, daß

1) D. Hilbert, Grundzüge einer allgemeinen Theorie der linearen Integralgleichungen, 4. Mitteilung, Verh. d K. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-phys. Kl., März 1904; E. Hellinger, Journ. für die reine u. angew. Math. (Crelle), Bd. 136, Heft 3/4.

$$\sum_m \mathfrak{k}_{mn}^2 = 1 \tag{36}$$

ist, so sind die $\mathfrak{k}_{mn}$ gerade die Koeffizienten der linearen Transformation (28), durch welche die Normalkoordinaten mit den ursprünglichen Koordinaten zusammenhängen.

Nach (32) sind die Normalfrequenzen ν_n abhängig vom Index der Normalkoordinate. Faßt man nun ein bestimmtes Frequenzintervall von ν bis $\nu + \Delta\nu$ ins Auge, so gibt es eine gewisse Anzahl $\mathfrak{N}(\nu)$ Normalkoordinaten von der Art, daß die zugehörige Frequenz ν_n in dieses Intervall fällt.

Unser Ziel ist, diese Anzahl $\mathfrak{N}(\nu)$ zu bestimmen.

Zu diesem Zwecke ersetzen wir das endliche System durch das unendliche. Dabei rücken die endlich vielen Lösungen $p_1, p_2, \cdots$ der Determinante (34) dicht zusammen und bedecken schließlich ein Stück der p-Achse kontinuierlich. Denn läuft n von $-\infty$ bis $+\infty$, so haben die homogenen Gleichungen (33), die ja nichts anderes sind als die Bewegungsgleichungen (1) für einen periodischen Vorgang, die Lösungen

$$x_n = c e^{i\varphi n}, \tag{37}$$

wenn nur

$$p = 4 \sin^2 \frac{\varphi}{2} \tag{38}$$

gesetzt wird. Das Kontinuum von p-Werten, das durch diese Gleichung bei beliebig veränderlichem φ definiert wird und von $p = 0$ bis $p = 4$ reicht, entspricht den diskreten Zahlen $p_1, p_2, \cdots$; dieses kontinuierliche Spektrum ist aber, wie wir sehen werden, doppelt überdeckt, d. h. es läuft φ von 0 bis 2π und zu jedem p-Wert des Spektrums gehören zwei reelle Lösungen der homogenen Gleichungen (33), die der Reihe der Größen $-\cdots \mathfrak{k}_{-1n}, \mathfrak{k}_{0n}, \mathfrak{k}_{1n}, \cdots$ entsprechen und lauten:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{k}_n'(p) &= c \cos n\varphi(p), \\ \mathfrak{k}_n''(p) &= c \sin n\varphi(p). \end{aligned}\right\} \tag{39}$$

Die Theorie der quadratischen Formen von unendlich vielen Veränderlichen lehrt nun[1]), daß sich die kinetische und die potentielle Energie gleichzeitig in eine Summe (oder vielmehr ein Integral über das Spektrum) von Quadraten überführen lassen in folgender Weise:

$$T = \frac{m}{2}\int \Big\{\big(\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \mathfrak{k}_n' u_n\big)^2 + \big(\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \mathfrak{k}_n'' u_n\big)^2\Big\} \frac{1}{2} N(p)\,dp, \tag{40}$$

$$V = \frac{\alpha}{2}\int p\Big\{\big(\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \mathfrak{k}_n' u_n\big)^2 + \big(\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \mathfrak{k}_n'' u_n\big)^2\Big\} \frac{1}{2} N(p)\,dp. \tag{41}$$

Hier ist $N(p)$ eine ganz bestimmte Funktion von p, die wir sogleich berechnen werden.

Die Integrale vertreten hier die Summen der Formeln (29) und (30); die in den Klammern stehenden Größen sind als die Normalkoordinaten U bzw. ihre Geschwindigkeiten anzusehen, wobei der Gleichung (28) die folgenden entsprechen:

$$U' = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \mathfrak{k}_n' u_n, \quad U'' = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \mathfrak{k}''_n u_n.$$

Würde man in den Formeln (29) und (30) eine Anzahl $N(p)\Delta p$ von Gliedern, die in ein Intervall Δp fallen, zusammenfassen, indem man die U_n^2 durch einen Mittelwert ersetzt und schreibt

$$\overline{U^2} N(p)\,\Delta p,$$

so erkennt man, daß die in den Integralen (40) und (41) vorkommende Funktion $N(p)$ die Dichte der Normalkoordinaten längs des im Maßstabe p gemessenen Spektrums bedeutet. Man kann nun zeigen, daß in unserem speziellen Falle die Beziehung gilt:

$$N(p)\,dp = C\,d\varphi, \tag{42}$$

wo C eine Konstante ist; letztere bestimmt sich daraus, daß das System in Wirklichkeit nur eine endliche Zahl von Freiheitsgraden hat; sei L die Länge des Gebildes und N die Anzahl der Massenpunkte des Gebildes pro Längeneinheit, so muß daher

$$\int N(p)\,dp = \int_0^{2\pi} C\,d\varphi = C\,2\pi = NL$$

sein.

Nach (38) wird also

$$N(p) = \frac{NL}{4\pi \sin\varphi}. \tag{43}$$

Wollen wir die Anzahl der Normalschwingungen in der Skala der Schwingungszahlen $\mathfrak{N}(\nu)$ finden, so haben wir offenbar

$$p = \nu^2 \frac{m}{\alpha} = 4\frac{\nu^2}{\nu_0^2}$$

zu setzen und erhalten vermöge (38)

$$\begin{aligned} N(p)\,dp &= NL \cdot \frac{4}{\nu_0^2}\nu\,d\nu \\ &= \frac{1}{2\pi\nu_0}\frac{NL}{\cos\frac{\varphi}{2}}\,d\nu \\ &= \frac{NL\,d\nu}{2\pi\sqrt{\nu_0^2 - \nu^2}} = \mathfrak{N}(\nu)\,d\nu. \end{aligned}$$

Also wird

$$\mathfrak{N}(\nu) = \frac{NL}{2\pi\sqrt{\nu_0^2 - \nu^2}}. \tag{44}$$

Die Normalfrequenzen häufen sich also an dem oberen Ende ν_0 des Spektrums unendlich an.

Man erkennt die Richtigkeit dieser Formeln am einfachsten folgendermaßen: Die Säkular-

1) Vgl. E. Hellinger, l. c., § 7, Formel (5).

gleichung (34) hat die Form einer unendlichen Zyklante, indem jede Zeile aus der vorhergehenden durch eine Verschiebung nach rechts entsteht. Nun hat bekanntlich eine n-gliedrige Zyklante n Wurzeln, die aus einer von ihnen durch Multiplikation mit $e^{i\varphi}$ hervorgehen, wobei $\varphi = \frac{2\pi}{n} \mathfrak{k}$ gesetzt ist ($\mathfrak{k}$ eine ganze Zahl); d. h. sie sind auf dem Einheitskreis der komplexen Ebene, oder dem Intervall o bis 2π von φ gleichmäßig verteilt. Gehen wir zur Grenze $n = \infty$ über, so muß die gleichmäßige Verteilung auf das Intervall o bis 2π von φ erhalten bleiben; dieses Intervall liefert also das kontinuierliche Spektrum. Die Formeln (34), (35) verifiziert man einfach dadurch, daß man die Faktoren von $\dot{u}_m \dot{u}_n$ bzw. $u_m u_n$ in (26) und (40) bzw. (37) und (41) vergleicht; dann erhält man zunächst für $m = n$ die Gleichung

$$\int c^2 \frac{1}{2} N(p)\, dp = 1,$$

woraus sich c^2 so bestimmt:

$$c^2 = \frac{2}{NL};$$

und ferner ergeben sich die Identitäten:

$$\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \cos(n-m)\,\varphi\, d\varphi = 0 \quad (m \neq n),$$

$$\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} 2(1-\cos\varphi)\cos(m-n)\, d\varphi = \begin{cases} 2 & \text{für } m = n, \\ -1 & \text{für } |m-n| = 1, \\ 0 & \text{für alle übrigen Fälle.} \end{cases}$$

Damit sind unsere sämtlichen Formeln bewiesen.

Als wesentliches Ergebnis stellen wir fest, daß die Anzahl $\mathfrak{N}(\nu)\, d\nu$ der in einem Frequenzintervall $d\nu$ befindlichen Normalschwingungen sich so darstellen läßt:

$$\mathfrak{N}(\nu)\, d\nu = NL \frac{d\varphi}{2\pi}, \tag{45}$$

wenn

$$\nu = \nu_0 \sin\frac{\varphi}{2}$$

gesetzt wird.

§ 8. Spezifische Wärme.

Wir machen nun im Sinne der Einsteinschen Theorie die Hypothese, daß einer jeden Normalschwingung bei einer Temperatur T des Körpers die Energie zukommt, die ein Planckscher Resonator bei der Temperatur T besitzt, nämlich:

$$f(\nu) = \frac{\frac{R}{N}\beta\nu}{e^{\beta\frac{\nu}{T}} - 1}. \tag{46}$$

Da es im Intervall $d\nu$ $\mathfrak{N}(\nu)\, d\nu$ Normalschwingungen gibt, so ist die gesamte Energie der Längeneinheit des Gebildes:

$$E = \frac{1}{L}\int_0^{\nu_0} \frac{\frac{R}{N}\beta\nu\, \mathfrak{N}(\nu)\, d\nu}{e^{\beta\frac{\nu}{T}} - 1}, \tag{47}$$

oder, wenn wir φ als Integrationsvariable einführen, nach (45):

$$E = R\frac{\beta\nu_0}{2\pi}\int_0^{2\pi} \frac{\sin\frac{\varphi}{2}\, d\varphi}{e^{\beta\frac{\nu_0}{T}\sin\frac{\varphi}{2}} - 1}. \tag{48}$$

Dieser Ausdruck hat im Falle des eindimensionalen Systems an die Stelle der Einsteinschen Formel (25) zu treten.

Es gilt nun, diese Betrachtungen auf das dreidimensionale Raumgitter zu übertragen.

Im dreidimensionalen Fall wird das Spektrum durch die Wurzeln der dreigliedrigen Determinante (16) definiert. Diese hat bei festgehaltenen φ, ψ, χ drei Wurzeln ν_1, ν_2, ν_3. Dann führt ein Analogieschluß[1]) dazu, daß in diesem Falle die kinetische und potentielle Energie, welches ursprünglich dreifache Doppelsummen sind, sich in der Weise als Summe von Quadraten werden darstellen lassen:

$$T = \frac{m}{2}\int\!\!\int\!\!\int \sum_{j=1,2,3} [\dot{U}_j(u_{l,m,n}, v_{l,m,n}, w_{l,m,n})]^2\, \mathfrak{N}(\nu_1,\nu_2,\nu_3)\, d\nu_1\, d\nu_2\, d\nu_3,$$

$$V = \frac{\alpha}{2}\int\!\!\int\!\!\int \sum_{j=1,2,3} \nu_j^2\, [U_j(u_{l,m,n}, v_{l,m,n}, w_{l,m,n})]^2\, \mathfrak{N}(\nu_1,\nu_2,\nu_3)\, d\nu_1\, d\nu_2\, d\nu_3;$$

1) Formeln dieser Art sind bisher noch nicht aufgestellt worden; doch lassen sie sich mit Leichtigkeit aus den Resultaten von Hellinger beweisen. Sie stellen eine Zerlegung der quadratischen Formen T und V in eine Summe von Quadraten dar, deren jedes noch drei gekoppelten Freiheitsgraden und nicht einem einzelnen entspricht; die endgültige Zerlegung in Bestandteile von je einem Freiheitsgrade ist in der Hellingerschen Theorie vollständig enthalten, ihre Ausführung würde also weitere verwickelte Rechnungen erfordern. Insofern sind die folgenden Formeln nicht ganz streng, sondern sind als eigenartige Mittelbildungen zu betrachten.

hier sind U_1, U_2, U_3 lineare Verbindungen der unendlich vielen Argumente $u_{l,m,n}$, $v_{l,m,n}$, $w_{l,m,n}$, deren Koeffizienten von ν_1, ν_2, ν_3 abhängen; es sind die Normalkoordinaten. Die Größe $\mathfrak{N}$ bedeutet die Anzahl der Normalkoordinatentripel, deren drei Frequenzen in das Intervall $d\nu_1 d\nu_2 d\nu_3$ fallen. ν_1, ν_2, ν_3 sind infolge der Gleichung (16) Funktionen von φ, ψ, χ. Man wird weiter nach Analogie annehmen können, daß

$$\mathfrak{N}\, d\nu_1\, d\nu_2\, d\nu_3 = \frac{NO}{(2\pi)^3}\, d\varphi\, d\psi\, d\chi \qquad (49)$$

ist, wobei O das Volumen des Körpers und N die Anzahl der Gitterpunkte pro Volumeinheit bedeuten. Daher wird man unter Benutzung der Planckschen Funktion (46) für die Energie der Volumeinheit bei der Temperatur T ansetzen:

$$E = N\left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 \sum_{j=1,2,3} \int\!\!\int\!\!\int f(\nu_j)\, d\varphi\, d\psi\, d\chi. \qquad (50)$$

Die Formel (50) gibt also einen ganz bestimmten Ausdruck für den Energieinhalt eines kristallinischen Körpers, falls wir das Wechselwirkungsgesetz zwischen den Molekülen kennen. Für solche Körper, bei denen sich die molekularen Konstanten (α, β, γ, δ, $\varkappa$) aus den meßbaren Elastizitätskonstanten ausdrücken lassen, z. B. Steinsalz, würde es vielleicht lohnen, die strenge Berechnung der ν_j und dann die Integration durchzuführen. Da aber unsere Formel eine Art Mittelwertbildung über alle möglichen Frequenzen darstellt, so erhält man ein brauchbares Resultat, wenn man die Berechnung der ν_j als Funktionen von φ, ψ, χ durch eine angenäherte, aber qualitativ richtige ersetzt. Da die Funktion $\sum_{j=1,2,3} f(\nu_j)$ in ν_1, ν_2, ν_3 und wegen der Symmetrie der Determinante (16) auch in φ, ψ, χ symmetrisch ist, so liegt es nahe, den kubischen Integrationsraum in drei vierseitige Pyramiden zu zerlegen, deren Spitzen in den Nullpunkt fallen, und deren Basen die gegenüberliegenden Flächen des Würfels sind. Nehmen wir nun an, daß man zunächst in jeder Pyramide über Ebenen, die der Basis parallel sind, integriert, so erhält man die einfachen Integrale:

$$E = N\left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 \sum_{j=1,2,3} 3 \int f(\nu_j)\, \omega^2 d\omega, \qquad (51)$$

wobei die Mittelwerte ν_1, ν_2, ν_3 nur von ω abhängen. Es liegt ferner nahe, anzunehmen, daß diese Mittelwerte ν_1, ν_2, ν_3 angenähert in derselben Weise von ω abhängen wie die Funktion ν selbst bei einer Schwingung längs einer der Hauptachsen [Formel (19)]; d. h. wir setzen annäherungsweise:

$$\nu_j = \nu_{0j} \sin\frac{\omega}{2} \quad (j = 1, 2, 3). \qquad (52)$$

Da die Grenzschwingungen ν_{0j} von derselben Größenordnung sind, kann man sie durch einen Mittelwert ν_0 ersetzen und erhält schließlich:

$$E = 3R \cdot \frac{3}{(2\pi)^3} \int_0^{2\pi} \frac{\beta\nu_0 \sin\frac{\omega}{2}}{e^{\frac{\beta\nu_0}{T}\sin\frac{\omega}{2}} - 1}\, \omega^2 d\omega. \qquad (53)$$

Daraus ergibt sich die spezifische Wärme:

$$c = \frac{dE}{dT} = 3R \cdot \frac{3}{(2\pi)^3} \int_0^{2\pi} \frac{\left(\frac{\beta\nu_0}{T}\right)^2 \sin^2\frac{\omega}{2}\, e^{\frac{\beta\nu_0}{T}\sin\frac{\omega}{2}}}{\left(e^{\frac{\beta\nu_0}{T}\sin\frac{\omega}{2}} - 1\right)^2}\, \omega^2 d\omega. \qquad (54)$$

Dieser Ausdruck teilt mit dem von Einstein die Eigenschaften, mit abnehmender Temperatur gegen Null zu konvergieren und bei großen Temperaturen sich dem Werte des Gesetzes von Dulong-Petit $3R = 5{,}94$ anzunähern. Der Unterschied unserer Formel von der Einsteinschen beruht darauf, daß wir von vornherein keine Eigenfrequenz ausgezeichnet, sondern alle Frequenzen des Spektrums in dem durch die Anzahl der Freiheitsgrade vorgeschriebenen Maße berücksichtigt haben. Der qualitativ gleiche Verlauf der beiden Gesetze ist eine Folge davon, daß die Freiheitsgrade sich bei den Grenzfrequenzen unendlich anhäufen. Ferner ist leicht einzusehen, daß die Korrektion in demselben Sinne liegt, wie die systematischen Abweichungen der Beobachtungen fordern und wie es die Formel von Nernst und Lindemann wiederzugeben sucht.

Die drei der Einsteinschen, der Nernst-Lindemannschen und der obigen Formel (54) entsprechenden Werte von c sind als Funktion

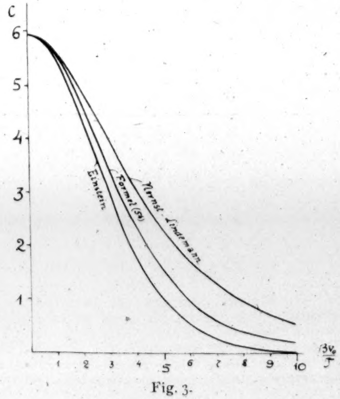


Fig. 3.

von $\frac{\beta \nu_0}{T}$ in Fig. 3 eingetragen. Es ist dabei zu bemerken, daß wir durch die Wahl der Frequenz ν_0, die für die meisten Substanzen nicht bekannt ist, gewissermaßen über den Maßstab der Abszissenachse verfügen können, und daß dann unsere Kurve die Beobachtungen von Nernst und seinen Schülern im allgemeinen mit derselben Genauigkeit, in einigen Fällen sogar besser, darstellt als die Kurve von Nernst und Lindemann[1]).

Bei einigen Substanzen ist eine ultrarote Schwingungszahl durch Reststrahlbeobachtungen bekannt. Wir sind aber der Ansicht, daß man diese nicht einfach in unsere angenäherte Formel (54) einsetzen darf, da das darin vorkommende ν_0 einen Mittelwert darstellt; nun weist einerseits unsere Theorie auf das Vorhandensein mehrerer Grenzfrequenzen hin, deren Größenverhältnisse von den Elastizitätskonstanten abhängen. Andererseits sind auch von Martens ultrarote Streifen von größerer Wellenlänge als die der Reststrahlen aus Dispersionsbeobachtungen abgeleitet worden.

Die nachstehenden zwei Tabellen geben die spezifische Wärme von Steinsalz und Sylvin nach den Beobachtungen von Nernst und Lindemann und daneben sowohl die von diesen Forschern nach ihrer Formel berechneten Zahlen, als auch die aus unserer Formel für $\beta \nu_0 = 225$ (Steinsalz) bzw. $\beta \nu_0 = 185$ (Sylvin) folgenden Werte. Diese Frequenzen entsprechen den Lichtwellenlängen 65 μ bzw. 79 μ. Die Reststrahlbeobachtungen liefern für Steinsalz 47 μ und 54 μ, und von Martens ist ein Streifen bei 87 μ hinzugefügt worden; für Sylvin sind die Reststrahlwellenlängen 61 μ und 70 μ bekannt, und aus der Dispersion ist ein Streifen bei 100 μ abgeleitet worden. Der Schwerpunkt der drei Streifen des Steinsalzes liegt also bei 63 μ, der des Sylvins bei 77 μ, woraus wir nur so viel entnehmen wollen, daß unsere Abschätzung für die mittlere Grenzfrequenz nicht ganz unberechtigt ist.

Steinsalz $NaCl$.

T	beob.	ber. N.-L. $\beta\nu = 287$	ber. B.-K. $\beta\nu = 225$
83,4	3,75	3,61	3,77
81,4	3,54	3,47	3,67
69,0	3,13	2,94	3,12
67,5	3,06	2,87	3,03
28,0	0,40	0,48	0,40
25,5	0,31	0,34	0,30
25,0	0,29	0,32	0,29

Unserer Auffassung nach liegt kein zwingender Grund vor, die nicht zu bezweifelnden systematischen Abweichungen von der Einsteinschen Formel durch besondere, ad hoc erfundene Hypothesen, die über den Rahmen der gewöhnlichen Quantentheorie herausgehen, erklären zu wollen. Schon unsere Formel, die ja nur durch rohe Annäherung einer äußerst komplizierten Gesetzmäßigkeit gewonnen ist, hebt die Abweichungen von den Beobachtungen im wesentlichen auf. Eine genauere Berücksichtigung der elastischen Eigenschaften des Raumgitters würde höchstwahrscheinlich auch die komplizierteren Fälle zwanglos der Theorie einordnen. Allerdings erscheint das ganze Problem der spezifischen Wärme doch wesentlich verwickelter, als man es nach der ersten qualitativen Übereinstimmung der Einsteinschen Formel erwartet hatte. Es ergibt sich keine universelle Funktion, sondern es gehen die molekulare Struktur und die molekularen Kräfte auch in die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme ein.

Sylvin KCl.

T	beob.	ber. N.-L. $\beta\nu = 220$	ber. B.-K. $\beta\nu = 185$
86	4,36	4,40	4,44
76,6	4,11	4,10	4,10
70,0	3,79	3,85	3,85
63,2	3,36	3,57	3,46
57,6	3,06	3,25	3,14
52,8	2,80	2,96	2,84
48,3	2,85	2,67	2,49
39,0	1,83	1,98	1,74
33,7	1,25	1,53	1,26
30,1	0,98	1,23	0,82
26,9	0,76	0,70	0,65
22,8	0,58	0,61	0,37

Es fragt sich nun, ob die Tatsache, daß man für die Theorie der spezifischen Wärme mit der einfachen Planckschen Formel der Energieverteilung auskommt, als eine Bestätigung der Quantenhypothese selbst anzusprechen ist. In dieser Richtung kann man gewisse Bedenken nicht unterdrücken. Wenn man sich auch noch vorstellen kann, daß isolierte Resonatoren, wie in Plancks Strahlungstheorie, die Energie nur in ganzen Vielfachen eines Elementarquantums aufnehmen und abgeben sollen, so erfordert die Übertragung dieser Vorstellung auf die Normalschwingungen eines zusammenhängenden Systems einige Phantasie.

Die gewöhnliche statistische Mechanik versagt überall da, wo es sich um die Verteilung einer Energiemenge auf Freiheitsgrade von unendlicher Anzahl handelt. Daß die Plancksche Verteilungsformel augenscheinlich in allen diesen Fällen den geeigneten Ersatz darstellt, gibt ihr zwar eine noch stets wachsende Tragweite, macht aber vielleicht die ihr zugrunde liegenden speziellen Annahmen nicht wahrscheinlicher.

(Eingegangen 20. März 1912.)

1) Wir meinen nur die Fälle, wo Nernst und Lindemann mit einer Frequenz auskommen.

Der freie Fall.

Von Max Abraham.

(Aus den Rendiconti del R. Istituto Lombardo di scienze e lettere.)

In einer vor kurzem erschienenen Mitteilung[1]) habe ich eine neue Theorie der Schwerkraft entwickelt. In dieser Theorie ist die Lichtgeschwindigkeit c mit dem Gravitationspotential Φ durch die Beziehung verknüpft:

$$\frac{1}{2}c^2 - \frac{1}{2}c_0^2 = \Phi - \Phi_0. \tag{1}$$

Die Bewegungsgleichungen eines materiellen Punktes im Schwerkraftfelde lauten:

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} = -\frac{\partial\Phi}{\partial x}, \quad \frac{d^2y}{d\tau^2} = -\frac{\partial\Phi}{\partial y}, \quad \frac{d^2z}{d\tau^2} = -\frac{\partial\Phi}{\partial z}, \tag{2}$$

$$\frac{d^2u}{d\tau^2} = -\frac{\partial\Phi}{\partial u}; \tag{2a}$$

τ bezeichnet die „Eigenzeit" des bewegten Punktes, welche mit der im Bezugssystem gemessenen Zeit t folgendermaßen zusammenhängt:

$$\frac{du}{d\tau} = ic\frac{dt}{d\tau} = \frac{ic}{\varkappa}, \tag{3}$$

$$\varkappa = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \tag{4}$$

(v Betrag der Geschwindigkeit des materiellen Punktes).

Die letzte (2a) der Bewegungsgleichungen

$$\frac{d}{d\tau}\left(\frac{ic}{\varkappa}\right) = \frac{i}{c}\frac{\partial\Phi}{\partial t}$$

nimmt im statischen Felde die Form an

$$\frac{c}{\varkappa} = \text{const}; \tag{5}$$

sie entspricht dem Satze von der Erhaltung der Energie.

Auf Grund dieser Theorie soll im folgenden der freie Fall im leeren Raume behandelt werden. Das Schwerkraftfeld wird als homogen und der x-Achse parallel angenommen; es gelte also

$$-\frac{\partial\Phi}{\partial x} = g, \quad -\frac{\partial\Phi}{\partial y} = -\frac{\partial\Phi}{\partial z} = 0.$$

Dann ergeben die Gl. (2):

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} = g, \quad \frac{d^2y}{d\tau^2} = 0, \quad \frac{d^2z}{d\tau^2} = 0. \tag{6}$$

Diese Bewegungsgleichungen unterscheiden sich von denjenigen der Galileischen Mechanik lediglich dadurch, daß an Stelle der Zeit t die Eigenzeit τ des fallenden Punktes tritt. Aus ihnen folgt ohne weiteres, daß die Bahnkurve des Punktes auch in der neuen Theorie eine Parabel ist.

Wir wollen uns auf die Betrachtung der Bewegung parallel der x-Achse, d. h. dem Felde, beschränken, und zwar unter den folgenden Anfangsbedingungen:

$$\tau = 0: \quad x = 0, \quad \frac{dx}{d\tau} = 0. \tag{7}$$

Das Schwerkraftpotential mag auf die Ebene ($x = 0$) bezogen werden:

$$\Phi_0 = 0, \quad \Phi = -gx;$$

dann ist, nach (1), zu setzen:

$$c^2 = c_0^2 - 2gx; \tag{8}$$

wo c_0 die Lichtgeschwindigkeit für $x = 0$ angibt. Da wir die Anfangsgeschwindigkeit des fallenden Punktes gleich null annehmen, so ist anfangs, nach (4), $\varkappa = 1$; es lautet mithin Gl. (5):

$$\frac{c}{\varkappa} = c_0. \tag{9}$$

Hieraus und aus (3) folgt die Beziehung

$$\frac{dt}{d\tau} = \frac{1}{\varkappa} = \frac{c_0}{c}, \tag{10}$$

welche die Zeit t mit der Eigenzeit τ verknüpft; infolge von (8) kann man sie schreiben:

$$\frac{dt}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2gx}{c_0^2}}}. \tag{11}$$

Indem wir die erste der Bewegungsgleichungen (6) unter den Anfangsbedingungen (7) integrieren, erhalten wir

$$\frac{dx}{d\tau} = g\tau, \tag{12}$$

$$x = \frac{1}{2}g\tau^2, \tag{13}$$

d. h. die Fallgeschwindigkeit ist proportional der Eigenzeit, die Fallhöhe ihrem halben Quadrate.

Es handelt sich nun darum, statt der Eigenzeit τ, die im Bezugssystem gemessene Zeit t einzuführen. Um t als Funktion von τ zu bestimmen, benutzten wir Gl. (11); mit Rücksicht auf (13) ergibt sich

$$\frac{dt}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{g\tau}{c_0}\right)^2}}, \tag{14}$$

und daher

$$t = \int_0^\tau \frac{d\tau}{\sqrt{1 - \left(\frac{g\tau}{c_0}\right)^2}} = \frac{c_0}{g}\arcsin\left(\frac{g\tau}{c_0}\right). \tag{15}$$

Indem wir diese Funktionsbeziehung umkehren, drücken wir τ durch t aus:

1) Diese Zeitschr. **13**, 1, 1912.

$$\tau = \frac{c_0}{g} \sin\left(\frac{gt}{c_0}\right). \tag{16}$$

Mithin folgt

$$\frac{d\tau}{dt} = \cos\left(\frac{gt}{c_0}\right). \tag{16a}$$

Daher wird die Fallgeschwindigkeit:

$$v = \frac{dx}{dt} = \frac{dx}{d\tau}\frac{d\tau}{dt} = g\tau\frac{d\tau}{dt} = c_0 \sin\left(\frac{gt}{c_0}\right)\cos\left(\frac{gt}{c_0}\right). \tag{17}$$

Da andererseits, gemäß (10), gilt:

$$c = c_0 \frac{d\tau}{dt} = c_0 \cos\left(\frac{gt}{c_0}\right), \tag{17a}$$

so folgt

$$\frac{v}{c} = \sin\left(\frac{gt}{c_0}\right) \tag{18}$$

für den Quotienten aus Geschwindigkeit des Falles und Lichtgeschwindigkeit an der betreffenden Stelle.

Endlich ergibt sich aus (13) und (16) die Fallhöhe:

$$x = \frac{c_0^2}{2g} \sin^2\left(\frac{gt}{c_0}\right). \tag{19}$$

Es versteht sich, daß alle diese Beziehungen nur für

$$gt < c_0 \cdot \frac{\pi}{2} \tag{20}$$

gelten. In der Tat, für $gt = c_0 \cdot \frac{\pi}{2}$ hätte man

$$gx = \frac{c_0^2}{2},$$

mithin

$$\Phi - \Phi_0 = -gx = -\frac{c_0^2}{2}.$$

Für diesen Wert von x würde aber, gemäß (1), die Lichtgeschwindigkeit c gleich null werden, was unzulässig ist.

Es liegt auf der Hand, daß die Grundbeziehung (1), indem sie dem Schwerkraftpotential die Bedingung auferlegt

$$\Phi_0 - \Phi < \frac{c_0^2}{2}, \tag{21}$$

die Existenz eines homogenen Schwerkraftfeldes von unendlicher Ausdehnung ausschließt.

Aus der Bedingung (21) kann man ähnliche Folgerungen der neuen Gravitationstheorie ableiten, die für die Kosmogonie von Interesse sind.

Das Potential eines Sterns von der Masse m ist

$$\Phi = -\gamma \frac{m}{r} \tag{22}$$

(γ Gravitationskonstante). Daher beträgt die Potentialdifferenz zwischen unendlicher Entfernung ($r = \infty$), und der Oberfläche des Sternes ($r = a$):

$$\Phi_0 - \Phi = \gamma \frac{m}{a}.$$

Es muß also sein:

$$\gamma \frac{m}{a} < \frac{c_0^2}{2}\left(= \frac{9}{2} \cdot 10^{20}\right). \tag{23}$$

Für die Sonne hat man, in C.G.S.-Einheiten

$$\left(\gamma \cdot \frac{m}{a}\right)_s = 2 \cdot 10^{15}.$$

Daher muß der Quotient aus Masse und Radius für einen beliebigen Stern der Ungleichung genügen

$$\frac{m}{a} < 2{,}25 \cdot 10^5 \cdot \left(\frac{m}{a}\right)_s. \tag{24}$$

Für Sterne, deren mittlere Dichte derjenigen der Sonne gleich ist, stehen die Quotienten $\frac{m}{a}$ im Verhältnis der Quadrate der Radien; es muß dann sein

$$a < 500 (a)_s, \tag{24a}$$

und somit

$$m < 10^8 (m)_s. \tag{24b}$$

D. h. die Masse eines Sternes, dessen mittlere Dichte derjenigen der Sonne gleich ist, kann nicht größer werden als das Hundertmillionenfache der Masse der Sonne.

Da diese Grenze recht hoch ist, so entsteht hieraus keine Schwierigkeit für unsere Theorie.

Mailand, im März 1912.

(Übersetzt vom Verfasser.)

(Eingegangen 11. März 1912.)

Die Erhaltung der Energie und der Materie im Schwerkraftfelde.

(Aus den Rendiconti della R. Accademia dei Lincei.)

Von Max Abraham.

In der Minkowskischen Mechanik[1]) sagen die Bewegungsgleichungen aus, daß der „Kraftvektor der Bewegung", d. h. der mit der Masse multiplizierte Beschleunigungsvektor, jeweils dem „Weltvektor der bewegenden Kraft" gleich ist. Wenn man beide Vierervektoren auf die Raumeinheit bezieht, und mit ν die „Ruhedichte" der Materie bezeichnet, so lauten die Differentialgleichungen der Bewegung:

$$\nu\ddot{x} = \mathfrak{K}_x, \quad \nu\ddot{y} = \mathfrak{K}_y, \quad \nu\ddot{z} = \mathfrak{K}_z, \quad \nu\ddot{u} = \mathfrak{K}_u. \tag{1}$$

Wir führen einen symmetrischen „Welttensor" ein, dessen zehn Komponenten

$$X_x,\quad Y_y,\quad Z_z,\quad U_u,$$
$$X_y = Y_x,\quad Y_z = Z_y,\quad Z_x = X_z,$$
$$X_u = U_x,\quad Y_u = U_y,\quad Z_u = U_z$$

sich wie die Quadrate und Produkte eines Vierer-

1) H. Minkowski, „Raum und Zeit". Leipzig, B. G. Teubner. 1909.
Diese Zeitschrift 10, 104—111, 1909.

vektors transformieren. Aus diesem Zehnertensor leiten wir den auf die Volumeinheit bezogenen bewegenden Kraftvektor folgendermaßen ab:

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{K}_x &= \frac{\partial X_x}{\partial x} + \frac{\partial X_y}{\partial y} + \frac{\partial X_z}{\partial z} + \frac{\partial X_u}{\partial u},\\ \mathfrak{K}_y &= \frac{\partial Y_x}{\partial x} + \frac{\partial Y_y}{\partial y} + \frac{\partial Y_z}{\partial z} + \frac{\partial Y_u}{\partial u},\\ \mathfrak{K}_z &= \frac{\partial Z_x}{\partial x} + \frac{\partial Z_y}{\partial y} + \frac{\partial Z_z}{\partial z} + \frac{\partial Z_u}{\partial u},\\ \mathfrak{K}_u &= \frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial U_y}{\partial y} + \frac{\partial U_z}{\partial z} + \frac{\partial U_u}{\partial u}.\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Diese Darstellung der bewegenden Kraft ist in der Elektrodynamik immer möglich[1]). Sie findet sich auch in der von G. Herglotz[2]) auf Grund des Relativitätsprinzips entwickelten Elastizitätstheorie wieder. Endlich läßt sich, wie ich vor kurzem gezeigt habe[3]), auch die Schwerkraft aus einem Welttensor ableiten; dabei ist das Schwerkraftpotential Φ mit der Lichtgeschwindigkeit c durch die Beziehung verknüpft:

$$\frac{1}{2} c^2 = \Phi + \text{const.} \quad (3)$$

Was die additive Konstante anbelangt, so empfiehlt es sich, sie gleich null zu setzen[4]), wodurch die Unbestimmtheit im Werte des Potentials Φ beseitigt wird; sonst würde man mit ihr eine neue universelle Konstante einführen, welche wahrscheinlich der physikalischen Bedeutung entbehrt. Jedenfalls folgt aus (3)

$$c \operatorname{grad} c = \operatorname{grad} \Phi, \qquad c\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial \Phi}{\partial t}. \quad (3a)$$

Die Veränderlichkeit von c bedingt, daß die Lorentzsche Gruppe nur im unendlich kleinen gilt, so daß

$$dx, \quad dy, \quad dz \quad \text{und} \quad du = ic\,dt$$

die Komponenten der unendlich kleinen Verrückung in einem vierdimensionalen Raume vorstellen.

Wir stellen in der Form (2) die elektrodynamische, elastische und Schwerkraft dar, indem wir jede von ihnen aus dem entsprechenden „bewegenden Welttensor" ableiten. Im folgenden verstehen wir unter $\mathfrak{K}$ die Resultierende dieser Kräfte und unter T den resultierenden bewegenden Welttensor, aus dem sich $\mathfrak{K}$ ableitet.

Den „Kraftvektor der Bewegung" kann man auf eine ähnliche Form bringen. Wir gehen aus von der Minkowskischen Kontinuitätsbedingung[1]):

$$\frac{\partial(\nu\dot{x})}{\partial x} + \frac{\partial(\nu\dot{y})}{\partial y} + \frac{\partial(\nu\dot{z})}{\partial z} + \frac{\partial(\nu\dot{u})}{\partial u} = 0. \quad (4)$$

Dann gelten Beziehungen vom Typus:

$$\begin{aligned}\nu\ddot{x} &= \nu\frac{d\dot{x}}{d\tau} = \nu\dot{x}\frac{\partial\dot{x}}{\partial x} + \nu\dot{y}\frac{\partial\dot{x}}{\partial y} + \nu\dot{z}\frac{\partial\dot{x}}{\partial z} +\\ &+ \nu\dot{u}\frac{\partial\dot{x}}{\partial u} = \frac{\partial}{\partial x}(\nu\dot{x}^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\nu\dot{x}\dot{y}) +\\ &+ \frac{\partial}{\partial z}(\nu\dot{x}\dot{z}) + \frac{\partial}{\partial u}(\nu\dot{x}\dot{u}).\end{aligned}$$

Sie gestatten es, die Konstanten des Kraftvektors der Bewegung zu schreiben:

$$\left.\begin{aligned}\nu\ddot{x} &= -\left(\frac{\partial X_x^*}{\partial x} + \frac{\partial X_y^*}{\partial y} + \frac{\partial X_z^*}{\partial z} + \frac{\partial X_u^*}{\partial u}\right),\\ \nu\ddot{y} &= -\left(\frac{\partial Y_x^*}{\partial x} + \frac{\partial Y_y^*}{\partial y} + \frac{\partial Y_z^*}{\partial z} + \frac{\partial Y_u^*}{\partial u}\right),\\ \nu\ddot{z} &= -\left(\frac{\partial Z_x^*}{\partial x} + \frac{\partial Z_y^*}{\partial y} + \frac{\partial Z_z^*}{\partial z} + \frac{\partial Z_u^*}{\partial u}\right),\\ \nu\ddot{u} &= -\left(\frac{\partial U_x^*}{\partial x} + \frac{\partial U_y^*}{\partial y} + \frac{\partial U_z^*}{\partial z} + \frac{\partial U_u^*}{\partial u}\right).\end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Diesen Zehnertensor T^* nennen wir „Welttensor der Bewegung", seine zehn Komponenten bestimmen die kinetischen Spannungen:

$$\left.\begin{aligned}&X_x^* = -\nu\dot{x}^2,\ Y_y^* = -\nu\dot{y}^2,\ Z_z^* = -\nu\dot{z}^2,\\ &X_y^* = Y_x^* = -\nu\dot{x}\dot{y},\ Y_z^* = Z_y^* = -\nu\dot{y}\dot{z},\\ &Z_x^* = X_z^* = -\nu\dot{z}\dot{x},\end{aligned}\right\} \quad (5a)$$

den Energiestrom ($\mathfrak{S}^*$) und den auf die Volumeinheit berechneten Impuls ($\mathfrak{g}^*$) der Materie:

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{S}_x^* &= c^2\mathfrak{g}_x^* = icX_u^* = icU_x^* =\\ &= -ic\nu\dot{x}\dot{u} = \nu c^2\dot{x}\dot{t},\\ \mathfrak{S}_y^* &= c^2\mathfrak{g}_y^* = icY_u^* = icU_y^* =\\ &= -ic\nu\dot{y}\dot{u} = \nu c^2\dot{y}\dot{t},\\ \mathfrak{S}_z^* &= c^2\mathfrak{g}_z^* = icZ_u^* = icU_z^* =\\ &= -ic\nu\dot{z}\dot{u} = \nu c^2\dot{z}\dot{t},\end{aligned}\right\} \quad (5b)$$

und endlich die Energiedichte der Materie:

$$\varepsilon^* = U_u^* = -\nu\dot{u}^2 = \nu c^2(\dot{t})^2 = \mu c^2\varkappa^{-1}, \quad (5c)$$

wobei

$$\mu = \nu\dot{t} = \nu\varkappa^{-1} \quad (6)$$

die Dichte der Materie ist.

Da man hat

$$\dot{x} = \frac{dx}{dt}\dot{t} = \frac{dx}{dt}\varkappa^{-1} = \mathfrak{v}_x\varkappa^{-1} \text{ usw.}, \quad (6a)$$

so ergeben die Gleichungen (5b, c)

$$\mathfrak{S}^* = c^2\mathfrak{g}^* = \mu c^2\varkappa^{-1}\cdot\mathfrak{v} = \varepsilon^*\cdot\mathfrak{v} \quad (6b)$$

1) M. Abraham, Rendiconti del circolo matematico di Palermo 1909², 1910².

2) G. Herglotz, Ann. d. Phys. **36**, 493, 1911.

3) M. Abraham, Rendiconti della R. Accademia dei Lincei **20**, 1911; **21**, 1912; diese Zeitschr. **13**, 1, 1912.

4) Diese Vereinfachung verdanke ich einer freundlichen Mitteilung von Herrn Prof. Planck.

1) Wir schließen hier Wärmeentwicklung aus, weil sie eine Abänderung der Kontinuitätsbedingung (1) sowie der Bewegungsgleichungen notwendig machen würde.

für den von der Materie mitgeführten Energiestrom.

In entsprechender Weise bestimmt der resultierende bewegende Welttensor T die resultierenden Spannungen, Energieströme und Energiedichten des elektromagnetischen Feldes, sowie des Schwere- und Spannungsfeldes.

Aus (1), (2) und (5) folgen, indem man die Tensoren T und T^* zusammenfaßt, die Impulssätze und der Energiesatz in der Form:

$$\left.\begin{aligned}
\frac{\partial(c\mathfrak{g}_x + c\mathfrak{g}_x^*)}{c\,\partial t} &= \frac{\partial(X_x + X_x^*)}{\partial x} + \frac{\partial(X_y + X_y^*)}{\partial y} + \frac{\partial(X_z + X_z^*)}{\partial z},\\
\frac{\partial(c\mathfrak{g}_y + c\mathfrak{g}_y^*)}{c\,\partial t} &= \frac{\partial(Y_x + Y_x^*)}{\partial x} + \frac{\partial(Y_y + Y_y^*)}{\partial y} + \frac{\partial(Y_z + Y_z^*)}{\partial z},\\
\frac{\partial(c\mathfrak{g}_z + c\mathfrak{g}_z^*)}{c\,\partial t} &= \frac{\partial(Z_x + Z_x^*)}{\partial x} + \frac{\partial(Z_y + Z_y^*)}{\partial y} + \frac{\partial(Z_z + Z_z^*)}{\partial z};
\end{aligned}\right\} \tag{7}$$

$$\frac{\partial(\varepsilon + \varepsilon^*)}{\partial t} = -c \operatorname{div}\left\{\frac{\mathfrak{S} + \mathfrak{S}^*}{c}\right\}. \tag{8}$$

Es handelt sich nun darum, diese Formeln zu diskutieren, um den Einfluß der Veränderlichkeit des c im Gravitationsfelde hervortreten zu lassen; dadurch finden die Ergebnisse der früheren Mitteilung ihre Ergänzung[1]).

Aus (8) folgt, für ein stationäres Feld

$$\operatorname{div}\left\{\frac{\mathfrak{S} + \mathfrak{S}^*}{c}\right\} = 0,$$

d. h. der durch c geteilte Energiestrom ist im stationären Felde quellenfrei. Wenn also die Ruheenergie E_0 von einem Energiereservoir vom Potential Φ_0 in ein anderes Reservoir übergeführt wird, welches sich auf dem höheren Potentiale Φ befindet, so ist die in letzterem anlangende Ruheenergie größer als E_0, und zwar gleich

$$E = E_0 \cdot \frac{c}{c_0}. \tag{9}$$

Das Gesetz der Erhaltung der Energie gilt also nicht für die Ruheenergie selbst, sondern für den Quotienten aus Ruheenergie und Lichtgeschwindigkeit. Da, nach (3), ist

$$c = \sqrt{c_0^2 + 2(\Phi - \Phi_0)}, \quad \frac{c}{c_0} = \sqrt{1 + \frac{2(\Phi - \Phi_0)}{c_0^2}},$$

so kann man für (9) näherungsweise schreiben

$$E = E_0 + \frac{E_0}{c_0^2}(\Phi - \Phi_0), \tag{9a}$$

und diese Formel mit A. Einstein[2]) deuten, indem man der Energie eine schwere Masse zuschreibt, welche — ebenso wie die träge Masse — der durch das Quadrat der Lichtgeschwindigkeit geteilten Ruheenergie gleich ist.

Diese Interpretation wird noch klarer, wenn man sie unmittelbar an Gl. (8) anknüpft; die rechte Seite dieser Gleichung läßt sich, auf Grund von (3a), schreiben:

$$\begin{aligned}
-c \operatorname{div}\left\{\frac{\mathfrak{S} + \mathfrak{S}^*}{c}\right\} &= -\operatorname{div}\{\mathfrak{S} + \mathfrak{S}^*\} + \\
&+ \left(\frac{\mathfrak{S} + \mathfrak{S}^*}{c}, \operatorname{grad}\Phi\right) = -\operatorname{div}\{\mathfrak{S} + \mathfrak{S}^*\} - \\
&- (\mathfrak{g} + \mathfrak{g}^*, \mathfrak{F}),
\end{aligned}$$

wo $\mathfrak{F}$ die auf die Masseneinheit bezogene Schwerkraft bezeichnet. Dann nimmt, für ein beliebiges Feld, die Energiegleichung die Form an:

$$-\frac{\partial(\varepsilon + \varepsilon^*)}{\partial t} = \operatorname{div}\{\mathfrak{S} + \mathfrak{S}^*\} + (\mathfrak{g} + \mathfrak{g}^*, \mathfrak{F}). \tag{10}$$

Es springt die Bedeutung des Gliedes in die Augen [vgl. (6b)]

$$\mathfrak{g}^* \cdot \mathfrak{F} = \frac{\mathfrak{S}^*}{c^2} \cdot \mathfrak{F} = \frac{\varepsilon^*}{c^2}\mathfrak{v} \cdot \mathfrak{F} = \mu\varkappa^{-1}\mathfrak{v} \cdot \mathfrak{F}, \tag{10a}$$

als die von der Schwerkraft bei der Bewegung der Materie geleistete Arbeit; und zwar ist es die transversale Masse (von der Dichte $\mu\varkappa^{-1}$), auf welche die Schwerkraft wirkt. Im Ausdruck (10) des Energieprinzips wird diese Arbeit berücksichtigt, und ebenso eine entsprechende Arbeit, welche die Schwerkraft bei einer beliebigen Strömung $\mathfrak{S}$ der Energie des Feldes leistet.

Da die Masse m der Materie gleich dem Quotienten aus Ruheenergie E und c^2 ist, so lautet das Gesetz von der Erhaltung der Materie, welches mit der Energieerhaltung identisch ist:

$$mc = \text{const}, \tag{11}$$

d. h. im Schwerkraftfelde bleibt das Produkt aus Masse und Lichtgeschwindigkeit konstant.

Hieraus erklärt sich der Ausdruck der Energiegleichung, welcher in der früheren Mitteilung [Gl. (9)] für einen im stationären Schwerkraftfelde sich bewegenden Punkt erhalten wurde, nämlich:

$$\frac{d}{d\tau}(c\varkappa^{-1}) = 0. \tag{11a}$$

In der Tat, durch Multiplikation mit der Konstanten mc folgt

1) M. Abraham, diese Zeitschr. **13**, 1, 1912.
2) A. Einstein, Ann. d. Phys. **35**, 902, 1911.

$$\frac{d}{d\tau}(mc^2\varkappa^{-1}) = 0, \qquad (11\text{b})$$

und damit der von der Relativtheorie für die Energie der in Bewegung begriffenen Materie angenommene Wert $(mc^2\varkappa^{-1})$.

Aus (11) und (3) folgt

$$\dot{m}c + m\dot{c} = \dot{m}c + \frac{m}{c}\dot{\Phi},$$

mithin

$$\dot{m} = -\frac{m}{c^2}\cdot\dot{\Phi}, \qquad (12)$$

Ein entsprechendes, auf die Dichte μ der Materie bezügliches Ergebnis folgt aus der Kontinuitätsgleichung (4), die man schreiben kann

$$\operatorname{div}\mu\mathfrak{v} + \frac{\partial c\mu}{c\,\partial t} = 0,$$

oder, nach (3a),

$$\frac{\partial\mu}{\partial t} = -\operatorname{div}\mu\mathfrak{v} - \frac{\mu}{c^2}\frac{\partial\Phi}{\partial t}. \qquad (12\text{a})$$

Die Gleichungen (12) und (12a) bestimmen die zeitliche Veränderung der Masse und der Dichte im Gravitationsfelde.

Diesem Einfluß des Schwerepotentials muß man bei der Berechnung der zeitlichen Änderung des Impulsvektors Rechnung tragen. Es gilt, für die x-Komponente des Kraftvektors der Bewegung eines materiellen Punktes:

$$m\ddot{x} = \frac{d}{d\tau}(m\dot{x}) - \dot{x}\dot{m} = \frac{d}{d\tau}(m\dot{x}) + \frac{m\dot{x}}{c^2}\dot{\Phi};$$

demnach wird die erste der Bewegungsgleichungen im Schwerefelde

$$\frac{d}{d\tau}(m\dot{x}) + \frac{m\dot{x}}{c^2}\dot{\Phi} = -m\frac{\partial\Phi}{\partial x}. \qquad (13)$$

Gehen wir zur Volumeinheit eines Kontinuums über und zu dem in ihr enthaltenen Impuls $\mathfrak{g}^*$, so entspricht der linken Seite von (13) der folgende Ausdruck:

$$\frac{\partial\mathfrak{g}_x^*}{\partial t} + \frac{\mathfrak{g}_x^*}{c^2}\frac{\partial\Phi}{\partial t} = \frac{\partial\mathfrak{g}_x^*}{\partial t} + \frac{\mathfrak{g}_x^*}{c}\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial(c\mathfrak{g}_x^*)}{c\,\partial t}. \qquad (13\text{a})$$

Nunmehr versteht man die Anwesenheit dieses Gliedes in der Gl. (7) des Impulssatzes; ihm entspricht ein ähnliches Glied, welches den Impuls des elektromagnetischen, sowie des Schwere- und Spannungsfeldes enthält. Wir können, auf Grund von (13a), die Gl. (7) auch schreiben:

$$\left.\begin{aligned}
\frac{\partial(\mathfrak{g}_x+\mathfrak{g}_x^*)}{\partial t} + \frac{\mathfrak{g}_x+\mathfrak{g}_x^*}{c^2}\cdot\frac{\partial\Phi}{\partial t} &= \frac{\partial(X_x+X_x^*)}{\partial x} + \frac{\partial(X_y+X_y^*)}{\partial y} + \frac{\partial(X_z+X_z^*)}{\partial z},\\
\frac{\partial(\mathfrak{g}_y+\mathfrak{g}_y^*)}{\partial t} + \frac{\mathfrak{g}_y+\mathfrak{g}_y^*}{c^2}\cdot\frac{\partial\Phi}{\partial t} &= \frac{\partial(Y_x+Y_x^*)}{\partial x} + \frac{\partial(Y_y+Y_y^*)}{\partial y} + \frac{\partial(Y_z+Y_z^*)}{\partial z},\\
\frac{\partial(\mathfrak{g}_z+\mathfrak{g}_z^*)}{\partial t} + \frac{\mathfrak{g}_z+\mathfrak{g}_z^*}{c^2}\cdot\frac{\partial\Phi}{\partial t} &= \frac{\partial(Z_x+Z_x^*)}{\partial x} + \frac{\partial(Z_y+Z_y^*)}{\partial y} + \frac{\partial(Z_z+Z_z^*)}{\partial z}.
\end{aligned}\right\} \qquad (14)$$

Wir fassen die Bedeutung der Glieder, welche in dem Energiesatz (10) und in dem Impulssatz (14), infolge der Abhängigkeit der Lichtgeschwindigkeit vom Gravitationspotential, einzeln dahin zusammen, daß im Schwerkraftfelde die Gesetze der Erhaltung der Materie und der Ruheenergie lauten:

$$mc = \frac{E}{c} = \text{const.} \qquad (15)$$

Mailand, März 1912.

(Übersetzt vom Verfasser.)

(Eingegangen 15. März 1912.)

Magnetische Anisotropie des Eisens.

Von G. Vallauri.

In einer Abhandlung über „Das magnetische Verhalten im Magnetfeld hergestellter elektrolytischer Eisenschichten" kommt Gans[1]) zu dem Schlusse, daß man im Gegensatz zu den Ergebnissen der Maurainschen Versuche keine magnetische Anisotropie des in einem Magnetfeld elektrolytisch niedergeschlagenen Eisens wahrnehmen kann. Die Messungen von Gans waren aber in einem sehr starken Felde (1250 Gauß) vorgenommen. Es ist daher sehr wahrscheinlich, daß man zu falschen Schlüssen gelangen würde, wenn man solche Resultate auch für schwächere Felder als gültig betrachten wollte.

Diese Vermutung ist schon durch die Weißschen Versuche über den Pyrrhotin[1]) gerechtfertigt, welche die Veranlassung zu den Experimenten von Gans und den Grund zum theoretischen Teil seiner Arbeit gegeben haben. In der Tat findet Weiß, daß sowohl der Unterschied zwischen den Suszeptibilitäten nach der Richtung der größeren und nach derjenigen der kleineren Magnetisierbarkeit, wie auch die Größe des Winkels zwischen dem äußeren Felde und der Magnetisierung (welche die Haupteffekte der magnetischen Anisotropie bilden) desto kleiner sind, je größer das äußere Feld ist. Daraus folgt, daß bei zu starken Feldern die magnetische Anisotropie nicht mehr wahrzunehmen ist.

1) Diese Zeitschr. **12**, 911, 1911.

1) Journ. de Phys. (4) **4**, 469 u. 829, 1905; (4) **6**, 661, 1907.

Zu demselben Schlusse führen die Ergebnisse, zu denen ich im Laufe einer Untersuchung „Über die Eisenmagnetisierung unter der Wirkung zweier senkrechter Felder“ gelangt bin[1]). Es diente als Eisenprobe ein zylindrisches Rohr (Länge 100 cm, äußerer Durchmesser 0,975 cm, innerer Durchmesser 0,767 cm), worauf durch zwei geeignete, von Strom durchflossene Wicklungen zwei senkrechte Felder einwirkten. Indem hierbei das erste Feld longitudinal (axial), das zweite transversal (zirkular) gerichtet ist, so läßt sich ein resultierendes Feld von irgendwelcher Richtung erzeugen. Die longitudinale Komponente I_x der Magnetisierung wird magnetometrisch oder ballistisch, die transversale I_y nur ballistisch gemessen. Aus der Größe dieser Komponenten kann man die Größe und die Richtung der resultierenden Magnetisierung ableiten.

Schon bei den ersten Experimenten, bei denen die Magnetisierungskurven für die rein longitudinale und für die rein transversale Magnetisierung nach der Inversionsmethode aufgenommen wurden, bemerkte man, daß die Magnetisierbarkeiten nach den zwei senkrechten Richtungen ganz verschieden sind, das heißt, daß eine

Tabelle 1.

H_x	I_x	H_y	I_y
1,28	56	1,47	37
1,93	119	2,76	90
2,44	222	4,41	190
2,95	364	6,25	322
3,47	490	8,27	466
4,62	701	11,03	637
5,91	840	13,79	770
8,60	982	16,53	873
12,58	1074	20,22	965
17,85	1131	25,73	1051
25,55	1176	31,25	1098
38,52	1221	36,76	1134
51,36	1251		
77,04	1294		
102,7	1328		
128,4	1356		

merkbare magnetische Anisotropie vorhanden ist. Einige Meßresultate sind in Tabelle 1 zusammengefaßt und die Magnetisierungskurven in Fig. 1 dargestellt, woraus die numerischen Werte der Tabelle 2 entnommen sind. Aus den Tabellen und der Figur ist ersichtlich, daß der Unterschied zwischen longitudinaler und transversaler Suszeptibilität, der bei einem Feld von 4 Gauß 73 Proz. der ersten beträgt, bei zunehmendem Felde immer kleiner wird, so daß er bei $H = 40$ schon auf 6 Proz. gesunken ist.

1) Nuovo Cimento (5) **19**, Heft 3 u. 4, 1910. Auf diese Abhandlung sei bezüglich der Einzelheiten der Meßmethoden hingewiesen.

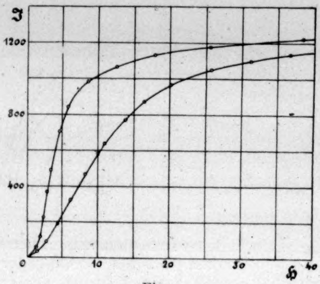


Fig. 1.

Tabelle 2.

H	I_y	I_x	$\frac{I_y}{I_x}$
2	55	126	0,437
4	163	607	0,269
6	302	846	0,357
8	450	960	0,469
10	578	1022	0,566
13	737	1080	0,682
16	855	1114	0,768
19	939	1140	0,824
22	996	1158	0,860
26	1055	1179	0,895
30	1090	1193	0,914
35	1121	1210	0,926
40	1146	1223	0,937

Man kann leicht voraussehen, daß bei stärkeren Feldern der Unterschied verschwinden wird.

Ebenso entscheidende Ergebnisse liefern die Versuche, wenn man die zwei senkrechten Felder so ändert, daß ein konstantes Drehfeld entsteht. Es ist schon bekannt[1]), daß in diesem Falle die Magnetisierung I der Drehung des Feldes H mit einem Verspätungswinkel ε nachfolgt, woraus ein Drehmoment $HI \sin\varepsilon$ pro Volumeneinheit und eine Hysteresisarbeit $\int_0^{2\pi} HI \sin\varepsilon \, d\alpha$ pro Zyklus und Volumeneinheit entstehen. Ist während eines Zyklus $H = \text{const}$, so wird für ein isotropes Eisen auch $I = \text{const}$ und $\varepsilon = \text{const}$. Das gilt aber nicht mehr für ein anisotropes Eisen, wie dasjenige der untersuchten Probe. In der Tat weist hier das Polardiagramm der Magnetisierung (welches für ein isotropes Eisen ein Kreis wäre) die Gestalt einer Ellipse auf, deren größere und kleinere Achse mit der Richtung der größeren und der kleineren Magnetisierbarkeit zusammenfallen (Fig. 2). Die so abgeleiteten Werte der maximalen und minimalen Magnetisierung neben den entsprechenden Feldstärken

1) G. Vallauri, Atti dell'Associazione Elettrotecnica Italiana **13**, 437, 1909; Elektrotechnik u. Maschinenbau **29**, Heft 40 u. 41, 1911.

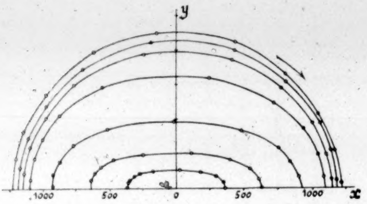


Fig. 2.

sind in Tabelle 3 zusammengestellt. Hier kann man auch bemerken, daß die Wirkung der Anisotropie bei zunehmendem Felde abnimmt, weil das Verhältnis $\frac{I_{min.}}{I_{max.}}$, das bei $H = 2,85$ nur 0,352 beträgt, schon bei $H = 37,88$ den Wert 0,922 aufnimmt. Bei stärkeren Feldern wird es sich noch mehr der Einheit nähern, das heißt, wird die Magnetisierbarkeit nach irgendwelcher

Tabelle 3.

H	$I_{min.}$	$I_{max.}$	$\frac{I_{min.}}{I_{max.}}$	$\Delta\varepsilon$
2,85	129	366	0,352	82°
3,86	250	640	0,391	86
6,34	477	929	0,513	80
12,98	808	1100	0,735	53
19,41	990	1147	0,863	39
26,24	1067	1187	0,899	32
37,88	1127	1222	0,922	23

Richtung keinen Unterschied aufweisen und das Polardiagramm der Magnetisierung genau kreisförmig erscheinen.

Dieselben Experimente geben noch andere, wichtige Aufschlüsse, wenn man die Änderung des Verspätungswinkels ε in Betracht zieht. Wie zu erwarten war, ist bei der untersuchten Eisenprobe der Winkel ε nicht konstant. Er wird nämlich größer, wenn die Magnetisierung sich von einer Richtung größerer gegen eine kleinerer Magnetisierbarkeit dreht. Andererseits wird ε kleiner und eventuell auch negativ, wenn die Magnetisierung sich gegen eine Richtung größerer Magnetisierbarkeit dreht. Der Verspätungswinkel wird also bei jedem Zyklus zwei gleiche Maxima und zwei gleiche Minima zeigen; das bestätigten die Experimente auch ganz befriedigend. Die Differenz $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{max.} - \varepsilon_{min.}$ ist in Tabelle 3 für jede Feldstärke wiedergegeben. Man merkt sofort, daß auch diese für die Anisotropie des Eisens charakteristische Größe mit zunehmendem Felde stark abnimmt.

Zuletzt sei beiläufig das bemerkenswerte Ergebnis erwähnt, daß, trotz des großen Unterschiedes zwischen der longitudinalen und transversalen Magnetisierbarkeit bei schwachen Feldern, die Hysteresisarbeit unter wechselnder Magnetisierung dieselben Werte bei gleicher Grenzmagnetisierung aufnimmt. Das geht aus Fig. 3 hervor, wo die den Werten der wechselnden Hysteresisarbeit w_a entsprechenden Punkte sowohl für die longitudinale wie auch für die transversale Ummagnetisierung auf eine und dieselbe Kurve fallen[1]). Solche Werte sind in Tabelle 4 in erg pro Zyklus und Volumeneinheit

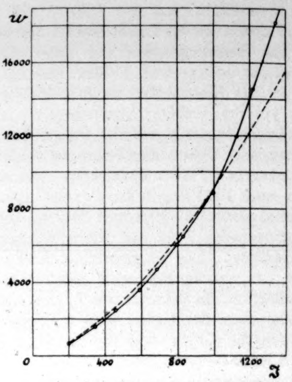


Fig. 3.

Tabelle 4.

H_x	I_x	w_a	$\frac{I_{res.}}{I_{max.}}$
2,95	348	1562	0,621
4,04	595	3653	0,699
5,91	830	6471	0,728
9,24	1000	8957	0,731
36,59	1216	14515	0,706
128,40	1342	18210	0,647
H_y	I_y	w_a	$\frac{I_{res.}}{I_{max.}}$
4,40	202	655	0,308
8,08	459	2494	0,288
12,12	686	4701	0,243
14,69	794	6075	0,221
20,20	957	8410	0,199
36,72	1129	11981	0,178

wiedergegeben und wurden durch Integration der entsprechenden Hysteresiskurven gewonnen. Es scheint also, daß die Größe der Hysteresisarbeit als Funktion der Grenzmagnetisierung nicht von der Anisotropie beeinflußt wird.

1) In derselben Fig. 3 ist die empirische Steinmetzsche Kurve $w_a = \eta I^{1,6}$ für $\eta = 0,144$ gestrichelt eingezeichnet.

Neapel, Elektrotechnisches Institut, 29. Februar 1912.

(Eingegangen 5. März 1912.)

Zur Frage nach der Entbehrlichkeit des Lichtäthers.

Von P. Ehrenfest.

§ 1.

Herr Einstein sagt[1]):

[A] „..... Daraus folgt, daß man zu einer befriedigenden Theorie nur dann gelangen kann, wenn man auf die Ätherhypothese verzichtet. Die das Licht konstituierenden elektromagnetischen Felder erscheinen dann nicht mehr als Zustände eines hypothetischen Mediums, sondern als selbständige Gebilde, welche von den Lichtquellen ausgesandt werden, gerade wie nach der Newtonschen Emissionstheorie des Lichts. Ebenso wie gemäß letzterer Theorie erscheint ein nicht von Strahlung durchsetzter, von ponderabler Materie freier Raum wirklich als leer".

Akzeptieren wir diesen Standpunkt, so veranlaßt uns die Annahme, daß der Raum leer ist zu folgender Behauptung über die Kinematik der emittierten Lichtimpulse:

[B] Die Lichtimpulse, welche eine nichtbeschleunigte Lichtquelle L emittiert, wandern auf konzentrischen Kugeln, deren Radius sich mit der konstanten Geschwindigkeit V vergrößert und deren Mittelpunkt dauernd mit L zusammenfällt.

Dies zugegeben, betrachten wir folgende Anordnung: Vor einem nichtbeschleunigten Beobachter B ruhe eine Lichtquelle L_1, eine Lichtquelle L_2 laufe mit der konstanten Geschwindigkeit v (z. B. gleich $V/2$) auf den Beobachter los. Mit Hilfe zweier Zahnräder, welche mit derselben Winkelgeschwindigkeit rotieren, bestimme der Beobachter die Lichtgeschwindigkeit für beide Lichtquellen[2]). Eine einfache Überlegung zeigt, daß aus (B) folgt:

[C] Der Beobachter konstatiert für die gegen ihn anlaufende Lichtquelle L_2 eine höhere Lichtgeschwindigkeit als für die vor ihm ruhende Quelle L_1 [3]).

Was besagt über die Behauptung (C) erstens die Einsteinsche Relativitätstheorie, zweitens das Experiment?

§ 2.

Herr Einstein hat seiner Relativitätstheorie als zweites Postulat[1]) die Annahme zugrunde gelegt,

[D] „..... daß sich das Licht im leeren Raum stets mit einer bestimmten, vom Bewegungszustand des emittierenden Körpers unabhängigen Geschwindigkeit V fortpflanze".

Daß das Postulat (D) mit (B) und (C) unverträglich ist, das ist evident. — Damit die beiden Einsteinschen Aussagen (D) und (A) miteinander verträglich bleiben, dafür ist also offenbar notwendig, die Aussage (A) so zu interpretieren, daß (B) nicht als ihre unvermeidliche Folge angesehen werden muß. Zu diesem Zweck muß man in (A) den Vergleich mit der Newtonschen Emissionstheorie durch die folgende Klausel eingeschränkt denken:

[E] Schon die Kinematik der emittierten Lichtimpulse fällt nicht mehr in jener symmetrischen Weise aus, wie bei der Newtonschen Emissionstheorie, sondern gerade so stark unsymmetrisch, daß das Postulat (D) erfüllt ist[2]).

Man gelangt damit auf einen Standpunkt, dessen Eigentümlichkeiten sich etwa durch folgende Aussage ersichtlich machen lassen[3]):

[F] Daß die Lichtquellen L_1 und L_2 ihre Lichtimpulse mit der gleichen Geschwindigkeit durch den Meßapparat des Beobachters senden, dafür muß nicht unbedingt durch Einführung des Ätherpostulats gesorgt werden; schon die Einführung des Postulats (D) besorgt das[4]).

Ist dieser Standpunkt „physikalisch befriedigend"? Oder ist man „berechtigt", wenn nicht gar „verpflichtet", eine Erklärung zu verlangen, „warum" sich die Lichtimpulse im leeren (!) Raum gerade so unsymmetrisch aus-

1) A. Einstein, diese Zeitschr. **10**, 819, 1909.

2) Diese schematische Modifikation der Fizeauschen Anordnung vermeidet die Verwendung eines Spiegels, damit der Erfolg des idealen Experiments nicht davon abhängig wird, mit welcher Geschwindigkeit die Impulse einer bewegten Lichtquelle nach der Reflexion an einem ruhenden Spiegel zurücklaufen sollen. — Man könnte daran denken, dieses Schema durch Anwendung elektrischer Schwingungen zu realisieren, in Nachahmung der Des Coudresschen Messung der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen unter Verwendung der elektrischen Doppelbrechung in isotropen Medien. Hier wären aber sehr intensive Lichtquellen nötig, und auch die Genauigkeit der Messung würde wohl weitaus zu gering sein.

3) D. h. wenn eine bestimmte Rotationsgeschwindigkeit der Zahnräder eben ausreicht, um das Licht der Quelle L_1 mit maximaler Helligkeit durchzulassen, so geht das Licht der Quelle L_2 noch nicht mit maximaler Helligkeit durch.

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 892, 1905. Die Bezeichnung „zweites Postulat der Relativitätstheorie" rührt, wenn ich nicht irre, von Tolman her: Phys. Rev. **31**, 26, 1910.

2) Der Beobachter B konstatiert, daß sich die von der Quelle L_2 emittierten Impulse in exzentrischen Kugeln ausbreiten, und zwar genau so, „als ob" es Wellen in einem vor ihm ruhenden Äther wären.

3) Vgl. Einstein, Ann. d. Phys. **17**, 892, 1905: „Die Einführung eines ‚Lichtäthers' wird sich insofern als überflüssig erweisen ....."

4) Man betrachtete von diesem Standpunkt auch jenes Argument, das kürzlich Prof. Wiechert ausführlich darlegte (diese Zeitschr. **12**, 689—707, 737—758, 1911): Wenn es keinen Äther gibt, wenn der Raum wirklich „leer" ist, was macht dann alle Geschwindigkeiten größer als $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec^{-1} physikalisch unmöglich, wie das die Einsteinsche Relativitätstheorie annimmt?

breiten, daß das Postulat (D) erfüllt wird. Ich vermeide eine Diskussion darüber; denn hier entscheidet in letzter Instanz Geschmack und allmähliche Gewöhnung. Mir kam es nur darauf an, zu betonen: wenn man jener „ätherlosen“ Theorie physikalische Plausibilität zu verschaffen sucht durch den Hinweis auf die Newtonsche Emissionstheorie und zwar ohne explizite Einschränkung dieses Vergleichs durch die Klausel (E), so ist das irreführend: es läßt die Kluft übersehen, die in bezug auf die Kinematik der Impulsausbreitung zwischen beiden Theorien liegt — es läßt den Äther denn doch schon allzu entbehrlich erscheinen!

Es wird sich dementsprechend empfehlen, die Bezeichnung „Emissionstheorie der elektromagnetisch-optischen Erscheinungen“ für solche Theorien zu reservieren, welche in wirklicher Analogie zur Newtonschen Emissionstheorie über die Kinematik der Impulsausbreitung die Annahme (B) machen und das Postulat (D) verwerfen.

§ 3.

Eine solche Emissionstheorie der elektromagnetischen Erscheinungen hat bekanntlich Ritz entwickelt[1]). In dieser Theorie emittieren die Elektronen die retardierten Potentiale gemäß (B) und (C) und unter Verletzung des Postulats (D). Ritz erblickt in dem Postulat (D) einfach einen letzten überflüssigen Überrest der sonst schon ganz eliminierten Ätherhypothese![2]). Der Zweck der Ritzschen Untersuchung war zu zeigen, daß seine Emissionstheorie eine exakte Relativitätstheorie liefert, die im Gegensatz zur Einsteinschen Relativitätstheorie keinerlei Kontraktion von starren Körpern erfordert, keinerlei Änderung im Gang der Uhren und auch nicht die Annahme von der physikalischen Unmöglichkeit von Fortpflanzungsgeschwindigkeiten größer als $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec^{-1}. In der Tat führt ja die Einsteinsche Relativitätstheorie zu jenen Eigentümlichkeiten nur deshalb, weil sie die negativen Resultate der Experimente vom Typus des Michelsonschen durchaus mit Beibehaltung des — historisch aus der Ätherhypothese stammenden (Maxwell → Lorentz → Einstein) — Postulates (D) erklären will.

1) W. Ritz, Rech. crit. sur l'électrodynamique générale. Ann. de chim. et phys. **13**, 145, 1908 [= Gesamm. Werke, S. 317]. Unabhängig von Ritz haben später noch folgende Autoren die Annahme (B) verfolgt: Lewis und Tolman, Phil. Mag. **18**, 510, 1909; Comstock, Phys. Rev. **30**, 267, 1910; Tolman, Phys. Rev. **30**, 291, 1910; **31**, 26, 1910; Stewart, Phys. Rev. **32**, 418, 1911.

2) W. Ritz, Sur les théories électrodyn. de Maxwell-Lorentz. Arch. de Génève **16**, 209, 1908 [Gesamm. Werke, S. 427]; W. Ritz, Du rôle de l'éther en physique. Scientia **5**, 1909 [Gesamm. Werke, S. 447].

§ 4.

Könnte man nicht vielleicht wirklich, wie Ritz es will, das Postulat (D) zugunsten der Annahme (B) aufgeben? Oder gibt es irgendwelche experimentelle Fakten, die dieses verbieten?

Ritz selber legte besonderen Nachdruck auf den Nachweis, daß der Übergang von (D) zu (B) sich innerhalb der experimentell gut erforschten Gebiete wegen der Kleinheit der diesbezüglichen Effekte im allgemeinen nicht bemerkbar macht[1]). Wohl weist er in seiner Arbeit auf einige experimentell prüfbare Sonderresultate seiner Theorie hin[2]), doch handelt es sich dabei nicht um eine Prüfung gerade der Annahme (B).

Eher gehört hierher ein optischer Effekt an Kanalstrahlen, auf den Ritz in einem Brief an Prof. Paschen (1908) als Basis für ein Experimentum crucis hinweist[3]): „.... Nach der Lorentz-Einsteinschen Relativitätstheorie muß die Wellenlänge, die ein bewegtes Atom aussendet, nicht nur in der Richtung der Bewegung nach dem Dopplerschen Prinzip sich verändern, sondern auch bei Beobachtung senkrecht zur Richtung der Geschwindigkeit v muß sich eine Verschiebung nach Roth im Betrag $\frac{1}{2}\lambda(v/V)^2$ ergeben (vgl. Einstein, Ann. d. Phys. **33**, 1907)“[4]). — Während die Einsteinsche Theorie unbedingt die Existenz dieses Effekts fordert und die Ritzsche Emissionstheorie unbedingt seine Nichtexistenz, bleibt bei der Maxwellschen Theorie diese Frage noch offen.

§ 5.

Überlegt man, welche Effekte zu einer möglichst direkten Entscheidung zwischen den Annahmen (D) und (B) führen könnten, so wird man zunächst an Anordnungen denken, die geeignet wären, unmittelbar die Lichtgeschwindigkeit für verschieden rasch bewegte Lichtquellen zu messen oder miteinander zu vergleichen. Hier stellt sich aber, wie die genaue Analyse der Ritzschen Theorie zeigt, folgende Schwierigkeit ein: Sobald die Meßanordnung die Reflexion an einem Spiegel erfordert oder auf Interferenzbestimmungen beruht, hängt der Endeffekt nur in Gliedern zweiter Ordnung von der Geschwindigkeit v ab, mit der sich die Lichtquelle

1) Siehe in „Electr. générale“ II. partie: § 12, 13, 6.
2) Ebendort, z. B. § 8, Ende.
3) W. Ritz, Gesamm. Werke (Paris 1911), S. 524.
4) Es müßte hier also dafür gesorgt werden, daß die Kanalstrahlen sehr genau normal zur Visierlinie laufen.

dem Meßapparat nähert[1]). Danach kann man auf diesem Weg nicht leicht zu einem wirklich durchführbaren Experimentum crucis zwischen der Einsteinschen Annahme (D) und der Ritzschen Annahme (B) gelangen.

§ 6.

Man darf aber hoffen, auf irgendwelchen anderen Wegen zu einer deutlichen Entscheidung zwischen (D) und (B) gelangen zu können. Denn es gibt in der Tat solche Gebiete, in denen sich der Übergang von (D) zu (B) ganz grell bemerkbar machen mußte.

Zu eigentümlichen Folgerungen führt z. B. die Emissionstheorie bezüglich der Kinematik der vorderen und hinteren Front eines Röntgenimpulses[2]): Ein Elektron laufe von links nach rechts mit der Geschwindigkeit v (z. B. gleich 0,9 V) und verliere diese Geschwindigkeit innerhalb einer sehr kurzen Bremsstrecke. Die retardierten Potentiale, die am Beginn der Bremsstrecke ausgesendet werden, breiten sich auf Kugeln aus, deren Mittelpunkte mit der Geschwindigkeit v fortfahren, nach rechts zu laufen; für die retardierten Potentiale, die am Ende der Bremsstrecke ausgesendet werden, bleiben die Kugelmittelpunkte stehen. Verfolgt man die Ausbreitung dieser ersten und letzten Potentialkugeln, so sieht man leicht ein, daß in der Richtung nach rechts die Distanz zwischen ihnen mehr und mehr wächst, je weiter sie sich ausbreiten — nach links findet zunächst eine Annäherung statt, dann ein Überholen der früheren durch die späteren Potentiale (in der nächsten Nähe der Bremsstelle) und weiterhin ebenfalls wachsende Distanzierung —, die „Impulsbreite" des Röntgenimpulses würde also in verschiedenen Entfernungen von der Bremsstelle verschiedene Größe haben, und zwar in der Entfernung von einigen Zentimetern schon die Größenordnung von einem Zentimeter.

1) Die präzise Fassung der obigen Behauptung und ihr Beweis soll an anderer Stelle nachgetragen werden, weil sie mit größeren Umständlichkeiten verknüpft sind. — Effekte zweiter Ordnung lassen sich leicht angeben. Das einfachste Beispiel dürfte folgendes sein: Auf einen parabolischen Spiegel mögen ebene Lichtimpulse parallel zur Achse einfallen, von einer Lichtquelle stammend, die mit der Geschwindigkeit v parallel zur Achse auf den Spiegel zuläuft. Dann sammeln sich die Strahlen nicht im Brennpunkt des Paraboloides (wie für $v = 0$), sondern in einem Achsenpunkt, der um das Stück: [Brennweite] $\cdot (v/V)^2$ näher zum Scheitel des Paraboloides liegt. (Bei Einstein und Maxwell würde die Lage des Konvergenzpunktes unabhängig sein von der Geschwindigkeit, mit welcher die Lichtquelle sich dem Spiegel nähert.)

2) Man vergleiche mit den folgenden Bemerkungen die Resultate, die Herr Sommerfeld aus der Äthertheorie des Röntgenimpulses gewinnt (diese Zeitschr. **10**, 969, 1909; **11**, 99, 1910; Bayr. Ak. 7. I. 1911.

Dieses Resultat ist natürlich unannehmbar. Eine überzeugende Reductio ad absurdum der Annahme (B) ist aber auf diesem Wege kaum zu gewinnen; denn es bleiben noch viele Auswege offen, z. B. die Annahme, daß die während des Bremsvorgangs ausgesendeten Potentiale zusammen schon eine physikalische Einheit bilden und sich mit einer mittleren Geschwindigkeit gemeinsam ausbreiten; oder irgendeine andere Modifikation der Hypothese über die Entstehung der Röntgenstrahlen.

Immerhin ist dieses Beispiel charakteristisch für einige Besonderheiten, die sich beim Übergang von (D) zu (B) ergeben.

§ 7.

Die obigen Ausführungen zeigen zumindest die prinzipielle Möglichkeit einer experimentellen Entscheidung zwischen dem Einsteinschen Postulat (D) und der Ritzschen Annahme (B). Stellen wir uns nun vor, es gelänge demnächst irgend jemandem, den Plan eines praktisch ausführbaren Experimentum crucis zwischen (D) und (B) zu finden. Welche Situation würde sich ergeben?

Die Anhänger der Ätherhypothese müssen wünschen, daß sich das Postulat (D) als erfüllt erweist.

Die Anhänger der eigentlichen Emissionstheorie müssen wünschen, daß die Annahme (B) sich bestätigt.

Die Anhänger der Einsteinschen Relativitätstheorie müssen wünschen, daß diesmal die Anhänger der Ätherhypothese gegenüber den Anhängern der eigentlichen Emissionshypothese recht behalten[1]).

An Hand dieser Erwägungen kann man sich darüber vergewissern, in welchem Sinne Herr Einstein von seiner Relativitätstheorie sagt: sie könne die Hypothese eines „Lichtäthers" entbehren, insofern für sie schon vollkommen das Postulat (D) und solche Annahmen ausreichen, wie die betreffs der Unmöglichkeit von Ausbreitungsgeschwindigkeiten größer als $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec^{-1}.

1) In der Tat, man bedenke, was es für die Einsteinsche Relativitätstheorie bedeuten würde, wenn sich plötzlich (D) als unrichtig und (B) als richtig erweisen sollte! Es würde bedeuten, daß die ganze Lehre von der Kontraktion der starren Körper, der Gangordnung der Uhren usw. usw. nichts anderes ist, als eine Kompensation für einen Fehler: eine Kompensation dafür, daß man trotz des Michelsonschen Versuches an der aus der Äthertheorie stammenden Annahme (D) festhielt.

St. Petersburg, November 1911.

(Eingegangen 2. Dezember 1911.)

Über Radiumnormale.

Von H. Mache und St. Meyer.

Durch die Arbeiten Rutherfords und seiner Schüler sind die physikalischen Konstanten der radioaktiven Substanzen bereits mit einem derartig hohen Grad der Genauigkeit bekannt, daß Fragen, wie nach der Wärmeentwicklung des Radiums oder nach dem Stromwert des „Curie" mit beträchtlicher Genauigkeit rechnerisch beantwortet werden können. Der Vergleich dieser Zahlen mit den besten experimentell ermittelten zeigt einen Grad der Übereinstimmung, der in Anbetracht des Umstandes, daß bei den Messungen verschiedene Präparate verwendet wurden, sehr bemerkenswert ist.

Setzen wir nach Geiger und Nuttall[1]) die Anfangsgeschwindigkeiten der α-Strahlen von *Ra*, *Ra*-Emanation, *Ra A* und *Ra C* beziehungsweise gleich 1,61, 1,74, 1,81 und $2{,}06 \cdot 10^9$ cm/sec, so wird $\Sigma v^2 = 13{,}14 \cdot 10^{18}$. Setzen wir ferner nach Rutherford und Geiger[2]) die Zahl der pro Sekunde von jedem dieser α-Strahler emittierten α-Partikel (Heliumatome) gleich $n = 3{,}4 \cdot 10^{10}$, die Dichte des Heliums gleich 0,000179 (Atomgewicht 3,99), die Loschmidtsche Zahl[3]) gleich $2{,}69 \cdot 10^{19}$, also die Masse der α-Partikel $m = 66{,}54 \cdot 10^{-25}$, dann ist die von einem Gramm Radium und dessen im Gleichgewicht befindlichen Zerfallsprodukten (inkl. *Ra C*) pro Sekunde durch die α-Strahlung emittierte Energie $\frac{1}{2} nm \Sigma v^2 = 14{,}86 \cdot 10^5$ Erg/sec oder 127,7 cal pro Stunde[4]).

Hierzu kommt zunächst noch die Wirkung des Rückstoßes auf das emittierende Atom. Das gibt, wenn man das Atomgewicht der vier α-Strahler im Mittel mit 220 einsetzt, $^1/_{55}$ des obigen Betrages, also im ganzen 130,0 cal pro Stunde. Weiter können wir mit A. S. Eve[5]) das Verhältnis, in dem die einzelnen Strahlenarten sich an der ganzen Energieumsetzung beteiligen, für die α-Strahlen mit 94,1, die β-Strahlen mit 1,8 und die γ-Strahlen mit 4,1 Proz. annehmen. Die gesamte durch die Absorption der α- und β-Strahlen eines Gramms emanationssatten und von poloniumfreiem Radium entwickelte Wärmemenge berechnet sich somit zu 132,4 cal pro Stunde. Könnte schließlich auch die ganze γ-Strahlung absorbiert werden, so würde sich hierdurch der Wert auf 138,0 cal pro Stunde erhöhen.

1) Phil. Mag. (6) **22**, 613, 1911.
2) Proc. Roy. Soc. (A) **81**, 162, 1908.
3) Boltwood u. Rutherford, Phil. Mag. (6) **22**, 586, 1911.
4) Ist von dem für n eingeführten Wert unabhängig, da derselbe Wert von n der oben eingeführten Loschmidtschen Zahl zugrunde liegt.
5) Phil. Mag. (6) **22**, 551, 1911.

Es haben nun seinerzeit v. Schweidler und Heß[1]) in Wien nach der Ångströmschen Methode mit Benutzung von einem ganzen Gramm Radiumchlorid für die Wärmeentwicklung des emanationssatten Radiums 118 cal pro Stunde und Gramm erhalten. Hierbei wurden alle α- und β-Strahlen und etwa 15 Proz. der γ-Strahlung absorbiert. Damals waren die relativ raschen chemischen Veränderungen noch nicht bekannt, welche die Radiumsalze mit der Zeit durch Wasseraufnahme und stufenweise Oxydation erfahren. Seither ist erkannt worden, daß das damals untersuchte Radiumsalz nicht mehr der Formel des reinen Radiumchlorids entsprach.

O. Hönigschmid[2]) hat inzwischen eine Reindarstellung und Atomgewichtsbestimmung durchgeführt und unter Einhaltung aller Vorsichtsmaßregeln neue Standardpräparate hergestellt. Meyer und Heß[3]) haben diese Präparate durch ihre Wärmeentwicklung, die γ-Strahlung und die α-Strahlung in dünner Schicht charakterisiert.

Nach genau der gleichen Methode und unter genähert den gleichen Bedingungen wie früher, d. h. bei Absorption aller α- und β-Strahlen und von 18 Proz. der γ-Strahlen, liefern die neuen, zur Zeit der Bestimmung poloniumfreien Normalpräparate pro Gramm emanationssattes Radium **132,3** cal pro Stunde. Aus der obigen Berechnung erhält man hierfür **133,4** cal pro Stunde. Wäre das Atomgewicht des Heliums mit 3,96 einzusetzen, so entspräche dem die Zahl **132,4** cal pro Stunde. Jedenfalls ist die Übereinstimmung so vorzüglich, daß man in ihr umgekehrt eine Stütze für die Annahme erblicken kann, daß die Energie des radioaktiven Zerfalls nur in der Form von Strahlungsenergie frei wird.

Zur Berechnung des Stromwertes des „Curie", d. h. derjenigen Emanationsmenge, welche mit einem Gramm Radium im Gleichgewicht steht, gehen wir wieder von der Zahl Rutherfords und Geigers aus, wonach ein Gramm Radium allein $3{,}4 \cdot 10^{10}$ α-Partikel sekundlich ausschleudert. Ebenso viele Partikel emittiert ein „Curie" Emanation. Setzt man nach Geiger[4]) die Zahl der Ionen, die eine α-Partikel der Emanation erzeugt, gleich $1{,}74 \cdot 10^5$ und das Elementarquantum gleich $4{,}65 \cdot 10^{-10}$, so berechnet man den Sättigungsstrom, den ein „Curie" Emanation liefern

1) Wien. Ber. **117**, 879, 1908.
2) Mitteil. d. Inst. f. Radiumforschung VIII, Wien. Ber. **120**, 1617, 1911.
3) Mitteil. d. Inst. f. Radiumforschung XVII, Wien. Ber. **121**, März 1912.
4) Proc. Roy. Soc. (A) **82**, 486, 1909.

kann, zu $3{,}4 \cdot 10^{10} \cdot 1{,}74 \cdot 10^{5} \cdot 4{,}65 \cdot 10^{-10} =$ **$2{,}75 \cdot 10^{6}$** st. E.

Zu bemerken ist, daß dieser Wert von der hier eingesetzten Größe des Elementarquantums unabhängig ist, da die Ionenzahl mit Hilfe eben dieses Wertes berechnet wurde.

Um den nach $3^1/_2$ Stunden zu erhaltenden Maximalstrom zu berechnen, ist zu bedenken, daß *Ra A* und *C* auf den Wänden des Meßgefäßes niedergeschlagen werden, daß also nur die halbe ionisierende Wirkung zur Geltung kommt. Nach Geiger ist die Zahl der Ionen von einer α-Partikel *Ra A* gleich $1{,}87 \cdot 10^5$, von einer α-Partikel *Ra C* gleich $2{,}37 \cdot 10^5$. Der Maximalstrom ist also:

$$3{,}4 \cdot 10^{10} \left[1{,}74 + \frac{1}{2}(1{,}87 + 2{,}37) \right] 10^5 \cdot 4{,}65 \cdot 10^{-10} = \mathbf{6{,}10 \cdot 10^6} \text{ st. E.}$$

Um diese berechneten Werte mit den direkt beobachteten vergleichen zu können, muß berücksichtigt werden, daß der Strom in endlichen Meßgefäßen kleiner sein muß, da ein Teil der α-Partikel noch vor der Erschöpfung der ionisierenden Wirkung von den Wänden des Gefäßes abgefangen wird. Die gemessenen Ströme sind also auf den unendlich großen Meßraum zu extrapolieren. Diese Extrapolation kann entweder auf empirischem oder rechnerischem Wege vorgenommen werden.

Das erste Verfahren schlagen bekanntlich Duane und Laborde[1]) ein, indem sie dieselbe Emanationsmenge in verschieden große, aber ähnliche Rutherfordsche Gefäße brachten (die Höhe gleich dem doppelten Durchmesser). Bedeutet O die Oberfläche und V das Volumen der Zylinder, so läßt sich der von der Emanation allein unterhaltene Strom J_0 in seiner Abhängigkeit von der Größe der Zylinder durch die Formel $J_0 = C\left(1 - 0{,}517 \frac{O}{V}\right)$ ausdrücken, worin offenbar C den absoluten Stromwert darstellt, d. h. denjenigen Wert, den man erhielte, wenn man in einem unendlich großen Zylinder, für den $\frac{O}{V}$ gleich Null wird, beobachten könnte. Analog läßt sich der nach $3^1/_2$ Stunden zu erhaltende Maximalstrom J_{max} durch die Formel $J_{max} = C'\left(1 - 0{,}572 \frac{O}{V}\right)$ ausdrücken, wo C' die analoge Bedeutung hat. Die Formel gilt auch noch für gleichseitige Zylinder. Mit einer von Frau Curie beigestellten Normallösung ausgeführt, ergeben diese Versuche für ein „Curie" Emanation $C = \mathbf{2{,}49 \cdot 10^6}$ st.E. und für ein „Curie" Emanation $+ Ra A + Ra C : C' = \mathbf{6{,}31 \cdot 10^6}$ st. E.

1) C. R. **150**, 1421, 1910.

Das zweite Verfahren der rechnerischen Ermittlung läßt sich auf den Fall anwenden, daß man die Emanation in einen Plattenkondensator einführt. Die Extrapolation auf unendlich große Plattendistanz läßt sich hier, weil theoretisch begründet, mit größerer Sicherheit durchführen. Das hat gleichfalls Duane[1]) versucht, allerdings zu einer Zeit, zu welcher die Grundlagen für eine solche Berechnung noch nicht gegeben waren. Neuerdings haben Flamm und Mache[2]) die Formeln hierfür entwickelt und in einem Kreisplattenkondensator mit Schutzring und variabler Plattendistanz geprüft. Unter der Annahme konstanter Ionisation[3]) längs der Bahn der α-Partikel ist die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung befriedigend.

Bezeichnet r_1 die Reichweite der α-Strahlen der Emanation (bei 20^0 C und Atmosphärendruck $= 4{,}23$ cm) und d die Plattendistanz, so ist für

$$d > r_1 : J_0 = C\left(1 - \frac{r_1}{4d}\right)$$

$$d < r_1 : J_0 = C \frac{d}{2r_1}\left(\frac{3}{2} + \log \text{nat} \frac{r_1}{d}\right),$$

worin C wieder den Strom gibt, den man bei vollständiger Ausnutzung der ionisierenden Wirkung der α-Strahlen der Emanation allein erhielte.

Für den Maximalstrom ergibt sich das folgende Formelsystem. Sind r_2 und r_3 die Reichweiten der α-Strahlen von *Ra A* und *Ra C* (bei 20^0 C und Atmosphärendruck 4,83 und 7,05 cm) und setzt man zur Abkürzung $\sqrt[3]{\frac{r_1}{r_2}} = \alpha$, $\sqrt[3]{\frac{r_1}{r_3}} = \beta$ und $2r_1 + \sqrt[3]{\frac{r_1}{r_2}} \cdot r_2 + \sqrt[3]{\frac{r_1}{r_3}} \cdot r_3 = \gamma$, so ist für:

$$d < r_1 : J_{max} = \frac{C'}{\gamma} d \left[\left(\frac{3}{2} + \log \text{nat} \frac{r_1}{d}\right) + \alpha\left(1 + \log \text{nat} \frac{r_2}{d}\right) + \beta\left(1 + \log \text{nat} \frac{r_3}{d}\right) \right]$$

1) C. R. **140**, 786, 1905.

2) Mitteil. d. Inst. f. Radiumforschung XIII, Wien. Ber. **121**, Februar 1912.

3) Stellt man die Veränderlichkeit der Ionisation längs der Bahn der α-Partikel auf Grundlage der Geigerschen Versuche durch eine Parabel zweiter Ordnung dar, so erhält man ein Formelsystem, das, statt sich besser anzuschließen, die Beobachtungen für kleine Plattendistanzen weit schlechter wiedergibt, vermutlich wegen der bei schiefer Inzidenz auftretenden Reflexionen der α-Partikel am Metall. Es wird versucht werden, die Theorie in dieser Richtung zu ergänzen. Die unter Annahme konstanter Ionisation erzielte Übereinstimmung wäre dann in dem Sinne zu deuten, daß zufällig die hierdurch begangene Ungenauigkeit den Effekt der Reflexionen kompensiert.

$$r_1 < d < r_2 : J_{\max} = \frac{C'}{\gamma}\left[2r_1 - \frac{r_1^2}{2d} + \alpha d\left(1 + \log\text{nat}\frac{r_2}{d}\right) + \beta d\left(1 + \log\text{nat}\frac{r_3}{d}\right)\right]$$

$$r_2 < d < r_3 : J_{\max} = \frac{C'}{\gamma}\left[2r_1 - \frac{r_1^2}{2d} + \alpha r_2 + \beta d\left(1 + \log\text{nat}\frac{r_3}{d}\right)\right]$$

$$r_3 < d \qquad J_{\max} = \frac{C'}{\gamma}\left[2r_1 - \frac{r_1^2}{2d} + \alpha r_2 + \beta r_3\right].$$

Hierin ist $C' = \frac{\gamma}{2r_1} C$ und bedeutet den Wert des Maximalstroms, den man in einem unendlich großen Meßgefäß, also für $d = \infty$ erhielte.

Mit einer Lösung von $2{,}977 \cdot 10^{-5}$ g reinstem Radiumchlorid, die aus einem Hönigschmidschen Präparat hergestellt worden war, ergab sich pro „Curie" $C = \mathbf{2{,}67 \cdot 10^6}$ st. E. und $C' = \mathbf{6{,}02 \cdot 10^6}$ st. E.[1]).

Vergleicht man die im vorhergehenden angeführten drei Paare von Werten, berechnet nach:

	C	C'
Rutherford	2,75	6,10
Duane und Laborde	2,49	6,31
Flamm und Mache .	2,67	6,02,

so läßt sich jedenfalls sagen, daß der Unterschied zwischen den drei in Manchester, Paris und Wien zurzeit vorhandenen Normalpräparaten kein großer sein kann[2]).

Kürzlich haben Schmidt und Nick[3]) Erfahrungen mit schwachen Radiumlösungen mitgeteilt und bei dieser Gelegenheit für zwei verschiedene Rutherfordsche Gefäße, deren Dimensionen allerdings gegenüber den von Duane und Laborde verwendeten nicht unbeträchtliche Abweichungen zeigen, C' zu $6{,}36 \cdot 10^6$ (kleiner Zylinder) und $6{,}07 \cdot 10^6$ (großer Zylinder) gefunden, also Werte, welche den von Duane und Laborde gefundenen einschließen. Doch ist diese relativ gute Übereinstimmung nur eine scheinbare, da das Präparat mit dem alten Wiener Präparat geeicht wurde, das nicht rein war, sondern wie das aus der Wärmeentwicklung und auch aus der γ-Strahlenvergleichung sich später ergab, nur 89,2 Proz. der angenommenen Radiummenge enthielt. Dadurch erscheint das von Schmidt und Nick verwendete Präparat um 12,1 Proz. zu hoch bestimmt und sollten ihre Werte für C' dementsprechend kleiner sein. Hingegen können wir die Bemerkung, daß die Entwicklung der Emanation aus in Glasgefäßen eingeschlossenen Lösungen unabhängig von der Dauer streng der aus der Wandlungskonstanten berechneten entspricht, auch für Radiumchloridlösungen vollinhaltlich bestätigen.

1) Diese Werte könnten etwas zu niedrig sein, da die Vorratslösung, der die verwendete Lösung entnommen wurde, einige Tage lang ohne Zusatz von Bariumchlorid gestanden hatte, allerdings in einer Flasche, die vorher ausgedämpft und mit Bariumchlorid behandelt worden war.

2) Ein inzwischen durch Messungen bei der Versammlung der Radium-Standard-Kommission in Paris in weitgehender Weise bestätigter Schluß.

(Anmerkung bei der Korrektur.)

3) Diese Zeitschr. **13**, 199, 1912.

(Eingegangen 22. März 1912.)

Bestimmungen der elektrischen Zerstreuung, der Ionendichte und -geschwindigkeit, sowie der elektrischen Leitfähigkeit der Luft zwischen der chilenischen Küste und der Osterinsel.

Von Walter Knoche.

Wie zu den Bestimmungen des Emanationsgehalts des Meerwassers und der induzierten Aktivität der Luft an Bord des chilenischen Schulschiffes „General Baquedano", über die an dieser Stelle berichtet wurde, dienten auch den luftelektrischen Messungen Wulfsche Quarzfäden-Elektroskope. Eins war zur Messung der Zerstreuung bestimmt; es wurde mit ungeschütztem Zylinder benutzt. Die Dimensionen des letzteren waren: 0,5 cm Durchmesser und 30 cm Länge. Das Verhältnis der Kapazitäten des Elektroskops ohne Zylinder zum Apparat mit aufgesetztem Zerstreuungsstab war 0,335. Der Spannungsabfall wurde annähernd während zehn Minuten beobachtet. Es bedeutet in den Tabellen a_+ den prozentualen Voltverlust pro 1 min für —-Ladung, a_- den entsprechenden Voltverlust für +-Ladung des Systems; a entspricht dem Mittel $\frac{a_- + a_+}{2}$, u ist gleich der Differenz $a_- - a_+$, q gleich dem Quotienten $\frac{a_-}{a_+}$. Die Messungen, ebenso wie die mit dem Ebertschen Aspirationsapparat wurden auf der unbedeckten Backbordbrücke in 16 m Höhe über dem Meeresspiegel angestellt; es wurde streng darauf geachtet, daß die Elektroskope sich andauernd im Schatten befanden. Der Erdschluß der Apparate wurde auf dieselbe Weise wie bei den Aktivitätsmessungen hergestellt. Am Aspirator wurden zunächst bestimmt die +- und —-Elektrizitätsmengen in E.S.E./m³, d. h. die Werte E_+ und $E_- = \frac{C \cdot V}{300 \cdot M}$, worin C die Kapazität des geladenen Systems, V den Voltabfall bei laufendem Aspirator in einer ge-

Tabelle der luftelektrischen Beobachtungsergebnisse zwischen Chile und der Osterinsel.

Datum	Zeit	E_+	E_-	E	M	Q	n_+	n_-	n	ϱ_+	ϱ_-	$\lambda_+ \; 10^{-4} \times$	$\lambda_- \; 10^{-4} \times$	$\lambda \; 10^{-4} \times$	a_-	a_+	a	u	q	Lufttemperatur (° C)	Rel. Feuchtigkeit (Proz.)	Dampfdruck (mm)	Wind	Bewölkung	Niederschlag (mm)	Wassertemperatur (° C)	$E - e$
31. III.	3p 10	0,37	0,96	0,68	—0,59	0,38	800	2080	1410											19,4	63	10,5	S 3	7	0,0	19,2	5,1
1. IV.	10a 31														8,44	6,63	7,54	1,81	1,27	19,0	65	10,6	SE 40	9	0,0	19,4	6,2
	11a 24	0,77	0,61	0,69	+0,16	1,26	1670	1330	1500											18,9	73	11,9	SE 40	8		19,5	4,8
2. IV.	9a 5														6,94	6,63	6,78	0,31	1,05	20,2	70	12,3	SE 40	8	0,0	19,9	5,0
	10a 50	0,74	0,50	0,62	+0,24	1,48	1610	1090	1350											19,8	69	11,8	SE 3	7		20,0	5,6
	5p 40	0,46	0,49	0,48	—0,03	0,94	1000	1060	1030	0,02	0,02	0,03	0,03	0,06						18,9	80	13,0	SSE 3	7		20,5	5,0
3. IV.	10a 30														14,78	12,06	13,42	2,72	1,22	20,7	68	12,3	SSE 3	7	0,0	20,9	1,1
	11a 20	0,52	0,27	0,40	+0,25	1,92	1130	590	860	0,05	0,06	0,08	0,05	0,13						20,9	64	12,6	SSE 2	6		20,9	5,8
	1p 35	0,52	0,19	0,36	+0,33	2,74	1130	410	770	0,05	0,03	0,08	0,02	0,10						21,0	67	12,5	SSE 2	6		21,0	1,0
	3p 25														8,14	6,03	7,08	2,11	1,35	20,9	70	12,8	S 2	6		21,0	5,7
	5p 10														6,33	6,03	6,18	0,30	1,05	20,7	78	14,1	SSE 2	6		20,8	4,2
	9p 15														6,94	5,43	6,18	0,51	1,28	20,7	83	15,0	SSE 2	6		20,3	2,7
4. IV.	9a 30	0,51	0,34	0,42	+0,17	1,50	1100	740	920	0,03	0,07	0,04	0,07	0,11						21,0	78	14,7	SSE 2	2	0,0	21,2	4,3
	11a 15														8,14	6,33	7,24	1,81	1,28	21,0	78	14,4	SSE 2	3		21,4	4,6
	2p 35														8,75	9,65	9,20	—0,90	0,91	21,2	75	14,0	SSE 2	4		21,3	4,4
	5p 50	0,51	0,32	0,42	+0,19	1,59	1100	700	900	0,02	0,04	0,03	0,04	0,07						20,8	77	14,1	SSE 2	5		21,2	4,6
	8p 50														14,78	5,13	9,96	9,65	2,88	20,8	72	13,1	SE 40	7		21,0	5,4
5. IV.	9a 50														15,98	7,84	11,91	8,14	2,04	21,7	71	13,7	SSE 2	3	1,2	21,3	5,1
	0p 20	0,38	0,48	0,43	—0,10	0,79	830	1040	935	0,02	0,05	0,02	0,07	0,09						22,3	65	13,0	SE 2	2		21,5	6,1
	2p 55														11,46	8,75	10,11	2,71	1,31	22,2	63	12,5	SSE 3	2		21,5	6,6
	3p 20	0,27	0,16	0,22	+0,11	1,69	590	350	470	0,04		0,03								22,0	65	12,8	SSE 3	3		21 5	6,3
	5p 10														12,06	8,44	10,25	3,62	1,43	21,7	64	12,3	SSE 3	3		21,5	6,8
	8p 45														10,25	4,82	7,54	5,43	2,13	21,0	69	12,7	SE 4	4		21,2	0,6
6. IV.	11a 15														58,51	14,78	36,65	43,73	3,96	21,4	80	15,1	SE 5	6	0,0	21,9	4,4
	3p 10	0,38	0,34	0,36	+0,04	1,12	830	740	785	0,10	0,03	0,11	0,03	0,14						21,4	80	15,1	SSE 4	6		21,9	4,4
	5p 35	0,44					950													20,8	80	14,0	SSE 4	7		21,9	4,9
7. IV.	9a 20	0,23	0,50	0,36	—0,27	0,46	500	1090	795	0,02	0,03	0,01	0,04	0,05						21,6	65	12,5	SSE 4	7	0,9	22,2	7,4
	11a 25														46,75	44,33	45,54	2,42	1,05	21,2	76	14,2	SSE 4	6		22,2	5,7
	1p 40	0,35	0,45	0,40	—0,10	0,78	760	980	870											22,6	66	13,5	SSE 4	5		22,2	6,5
	2p 50	0,44	0,65	0,54	—0,21	0,68	950	1410	1180	0,03	0,02	0,04	0,04	0,08						22,4	63	12,7	SE 4	5		22,3	7,3
	5p 25														11,46	12,06	11,76	0,60	0,95	21,1	72	13,4	SSE 3	6		22,3	6,7
	8p 40														4,52	3,02	3,77	1,50	1,50	19,4	86	14,4	E 2	9		22,0	5,3
8. IV.	11a 20	0,40	0,45	0,42	—0,05	0,89	870	980	925											21,6	71	13,6	SE 3	5	0,2	22,4	6,5
	3p 10														8,72	8,42	8,57	0,30	1,04	22,0	67	13,2	SE 3	5		22,7	7,3
	5p 40	0,44	0,54	0,49	—0,10	0,81	950	1170	1060	0,02	0,06	0,03	0,10	0,13						21,0	75	13,9	SE 3	6		22,5	6,4
9. IV.	9a 40	0,57	0,37	0,47	+0,20	1,54	1240	800	1020	0,11	0,10	0,19	0,11	0,30						21,8	67	13,0	Co	4	0,0	22,9	7,8
	10a 15														13,24	14,44	13,84	1,20	0,92	22,1	62	12,3	Co	3		23,2	8,8
	11a 50														16,54	11,13	13,84	5,41	1,49	22,4	66	13,3	Co	3		23,6	8,3
	3p 25	0,60	0,31	0,46	+0,29	1,94	1300	670	985		0,04		0,04							22,6	69	14,1	NNW 1	4		23,6	7,5
	3p 50														10,23	9,62	9,92	0,61	1,06	22,6	69	14,1	NNW 1	4		23,6	7,5
	5p 55														10,83	10,53	10,68	0,30	1,03	22,1	71	14,0	NNW 6	6		23,4	7,4
	9p 40														12,33	11,43	11,88	0,90	1,08	22,4	75	15,1	W 1	8		23,0	5,8
10. IV.	10a 5	0,56	0,28	0,42	+0,28	2,00	1220	610	915	0,05	0,06	0,08	0,05	0,13						22,3	70	14,0	W 1	6		23,8	7,9
	4p 35	0,56	0,33	0,44	+0,23	1,70	1220	720	970	0,03	0,03	0,05	0,03	0,08						22,6	72	14,7	W 1	6		24,0	7,5

(Fortsetzung von vorhergehender Tabelle.)

Datum	Zeit	E_+	E_-	E	M	Q	n_+	n_-	n	o_+	o_-	λ_+ $10^{-4}\times$	λ_- $10^{-4}\times$	λ $10^{-4}\times$	a_-	a_+	a	u	q	Lufttemperatur (° C)	Rel. Feuchtigkeit (Proz.)	Dampfdruck (mm)	Wind	Bewölkung	Niederschlag (mm)	Wassertemperatur (° C)	$E-e$
10. IV.	6p 5														12,93	10,83	11,88	2,10	1,19	22,6	73	14,9	W 1	5		24,2	7,5
	8p 45														14,14	6,62	10,38	7,52	2,14	22,8	82	17,0	WNW 1	3		24,1	5,3
11. IV.	10a 15														15,34	13,84	14,59	1,50	1,11	23,6	76	16,4	W 2	7	0,0	24,0	5,8
	0p 50	0,39	0,60	0,50	—0,21	0,65	850	1300	1075	0,06	0,10	0,07	0,18	0,25						23,9	77	16,9	W 2	7		24,0	5,3
	3p 00														15,34	22,86	19,10	7,52	0,67	23,2	87	18,3	W 2	6		24,2	4,1
12. IV.	9a 56														11,13	11,13	11,13	0,00	1,00	23,7	80	17,4	SW 2	4		25,0	6,2
	10a 30	0,49	0,24	0,36	+0,25	2,04	1060	520	790	0,03	0,05	0,04	0,04	0,08						23,8	73	16,0	SW 2	4		25,0	7,6
26. IV.	4p 45	0,40	0,63	0,52	—0,23	0,63	870	1370	1120											23,4	80	17,1	E 1	2		25,9	7,7
27. IV.	8a 15	0,26	0,64	0,45	—0,38	0,41	560	1390	975		0,11		0,21							22,1	67	13,2	SSE 2	8	0,3	23,1	7,8
	11a 35														12,03	10,53	11,28	1,50	1,14	21,9	67	13,1	SSE 1	4		22,7	7,4
	3p 35	0,38	0,40	0,39	—0,02	0,95	830	870	850	0,10		0,11								21,8	67	13,0	S 3	3		22,5	7,3
	4p 30														12,03	10,83	11,43	1,20	1,11	21,8	70	13,6	S 3	2		22,5	6,7
	6p 00														11,43	9,62	10,02	1,81	1,19	21,7	71	13,7	S 3	2		22,3	6,3
	8p 30														9,93	7,82	8.88	2,11	1,27	21,7	74	14,3	SSE 3	1		22,1	5,5
28. IV.	8a 50	0,43	1,00	0,72	—0,57	0,43	930	2170	1550	0,07	0,05	0,09	0,15	0,24						22,4	82	16,5	SSE 3	9	0,0	22,4	3,6
	11a 30														10,86	7,84	9,35	3,02	1,38	22,0	84	16,5	SE 2	9		22,2	3,4
	4p 10	0,43	0,33	0,38	+0,10	1,30	930	720	825	0,02	0,15	0,02	0,15	0,17						22,2	85	16,9	SE 2	5		22,1	2,8
	5p 55														8,44	8,44	8,44	0,00	1,00	22,3	85	17,0	SE 2	4		21,7	2,0
	9p 5														15,68	4,46	13,57	4,22	1,37	22,4	82	16,0	NE 2	2		21,2	2,2
29. IV.	10a 45	0,68	0,43	0,56	+0,25	1,58	1480	930	1205											22,3	85	17,0	NE 2	4	1,8	22,2	2,9
	11a 30														10,56	9,05	9,80	1,51	1,17	22,2	82	16,3	NE 2	4		22,1	3,5
1. V.	3p 30														27,75	8,44	18,10	19,31	3,29	17,2	78	11,4	SW 5	7	0,0	19,5	5,0
	7p 40														10,86	9,35	10,10	1,51	1,16	17,1	83	12,0	SSW 7	9		19,6	5,0
2. V.	9a 35														14,17	15,08	14,62	—0,91	0,94	15,9	75	10,1	SSW 2	6		18,6	5,9
	10a 40	1,11	1,21	1,16	—0,10	0,92	2260	2630	2445	0,10	0,09	0,31	0,33	0,64						15,9	75	10,1	SSW 2	6		18,5	5,8
	3p 35	0,44	0,57	0,50	—0,13	0,77	950	1240	1095											16,0	72	9,7	S 3	7		18,6	6,3
	5p 25														8,44	10,25	9,34	—1,81	0,82	15,8	70	9,3	S 3	7		18,6	6,7
3. V.	8a 20	0,29	0,34	0,32	—0,05	0,85	630	740	685											16,2	79	10,8	SSE 3	6		17,8	4,4
	1p 5														6,63	3,02	4,82	3,61	2,20	18,6	77	12,2	SSE 3	7		18,0	3,2
4. V.	9a 55														7,54	7,54	7,54	0,00	1,00	17,8	84	12,7	S 15	5		18,4	3,1
	5p 40														8,14	8,44	8,29	—0,30	0,96	16,7	86	12,1	NNW 2	7	1,9	18,0	3,3
	6p 50	0,42	0,26	0,34	+0,16	1,62	910	560	735		0,05		0,04							16,5	88	12,3	NNW 2	7		17,8	2,9
	8p 15														7,84	7,24	7,54	0,60	1,08	16,4	87	12,1	S 5	7		17,6	2,9
5. V.	9a 15	0,81	0,70	0,76	+0,11	1,16	1760	1520	1640	0,14	0,02	0,34	0,04	0,38						15,8	86	11,4	SSE 4	7		17,3	3,2
	10a 45														4,82	4,52	4,67	0,30	1,07	15,6	86	11,3	SSE 4	6		17,4	3,5
	11a 00	0,40	0,66	0,53	—0,26	0,61	870	1430	1150	0,06	0,08	0,07	0,16	0,23						15,6	86	11,3	SSE 4	6		17,5	3,6
	3p 30														30,76	54,29	42,52	—23,53	0,57	15,4	93	12,1	SSE 4	5		17,9	3,2
6. V.	3p 30	0,55	0,23	0,39	+0,32	2,39	1200	500	850	0,03	0,08	0,05	0,06	0,11						18,3	87	13,0	WNW 3	7	17,0	17,4	1,2
	5p 10														21,11	15,38	18,24	5,73	1,37	18,5	89	14,0	WNW 3	8		17,6	1,0
	7p 55														50,06	35,29	42,68	14,77	1,42	18,4	89	14,0	W 3	10		18,0	1,4
11. V.	11a 40	0,39	0,43	0,41	—0,04	0,91	850	930	890	0,04	0,04	0,05	0,05	0,10	14,25	11,52	12,88	2,73	1,94	16,3	82	11,3	C 0	10	0,0	17,4	3,5

gebenen Zeit, abzüglich eines Spannungsabfalls bei stehendem Aspirator und geschlossenem Rohr, und schließlich M die Fördermenge bedeutet. C war in unserem Fall gleich 14,42 cm. Als Anfangsladung wurde ständig (wie auch bei der Zerstreuungsmessung) ein Potential von 150 V erteilt, und der Abfall etwa $5^1/_2$ min, d. h. während eines Zeitraumes von drei Glockenzeichen, lang verfolgt; das Abzugsglied wegen mangelnder Isolation war meist so klein, daß es unberücksichtigt bleiben konnte, und dreimal mußte mit Na-Trocknung gearbeitet werden. Die Fördermenge M betrug rund 0,5 m³ und wurde nach den Angaben des in das Aspirationsrohr eingebauten Rosenmüllerschen Anemometers[1]) für jeden Versuch neu berechnet. E ist das Mittel aus E_+ und E_-, U gleich ihrer Differenz und Q gleich ihrem Quotienten. n_+, n_- und n sind die entsprechenden Ionendichten bezogen auf 1 cm³. Die Geschwindigkeiten der +- und —-Ionen in $\frac{\text{cm}^2}{V \cdot \text{sec}}$ wurden berechnet nach

$$v_+ \text{ und } v_- = \frac{m(V_1 - V_2) \log \text{nat} \frac{R}{r}}{V_1 \cdot Z \cdot l \cdot 2\pi}.$$

Hierin sind m die wiederum nach den Angaben des Anemometers berechnete sekundliche Fördermenge in cm³, V_1 und V_2 die bereits wegen Isolationsverlusts korrigierten Spannungsverluste, einmal bei geerdeter Innenelektrode des Hilfskondensators, zweitens bei angeschlossener Zusatzspannung Z an den Vorschaltkondensator. Der äußere Durchmesser R desselben betrug 3 cm, sein innerer r war 0,5 cm bei einer Länge l von 12 cm. Das Hilfspotential, von 19 kleinen Daniellelementen erhalten, war $Z = 21$ V; seine Konstanz wurde durch ein kleines Voltmeter vor und nach jedem Versuche geprüft, u gibt die mittlere spezifische Ionengeschwindigkeit. Aus den Ionendichten und -geschwindigkeiten wurden entsprechend die +- und —-Leitvermögen λ_+ und λ_- in E.S.E., sowie die Gesamtleitfähigkeit $\lambda = \lambda_+ + \lambda_-$ berechnet.

Als Mittel erhalten wir für

$E_+ = 0{,}48$, $E_- = 0{,}48$, $E = 0{,}48$, $U = 0{,}00$,
(37 Fälle) (36 Fälle)
$Q = 1{,}00$;

$n_+ = 1040$, $n_- = 1040$, $n = 1040$; $v_+ = 0{,}05$,
(24 Fälle)
$v_- = 0{,}06$;
(25 Fälle)

$\lambda_+ = 0{,}08 \cdot 10^{-4}$; $\lambda_- = 0{,}08 \cdot 10^{-4}$; $\lambda = 0{,}16 \cdot 10^{-4}$;
(24 Fälle) (25 Fälle)

$a_- = 14{,}25$, $a_+ = 11{,}52$, $a = 12{,}88$, $u = 2{,}73$,
(48 Fälle) (48 Fälle)
$q = 1{,}24$.

Wenn auch die Anzahl der Beobachtungen eine sehr geringe ist und sich überdies über einen sehr großen Raum verteilt, ist es trotz des zweifelhaften Wertes von einigem Interesse, zu prüfen, ob irgendwelche meteorologische Faktoren von Einfluß sind.

Zur größeren Übersichtlichkeit gebe ich die Werte mit zumeist nur einer Dezimale. Eine Einwirkung der Windrichtung scheint auf E_+ und E_- nicht vorhanden zu sein; wir erhalten nämlich (unter Auslassung der C) für alle östlichen Winde, von N (exkl.) bis S (inkl.), $E_+ = 0{,}5$ (27 Fälle — Südostpassat!) und 0,6 für die westlichen Winde (8 Fälle) von N (inkl.) bis S (exkl.); in der Hauptsache handelt es in letzterem Falle um Nordwestwinde während der Rückfahrt. Es ist E_- (östl. Winde) = 0,5, westl. Winde = 0,4, E für beide Windrichtungen = 0,5; U (Ost) = 0,0, U (West) = 0,2, Q (Ost) = 1,0, Q (West) = 1,5. Die Ionengeschwindigkeiten sind von der Windrichtung völlig unabhängig. Für a_- wie a_+ tritt bei den westlichen Winden eine Vermehrung ein, denn es ist a_- (Ost) (31 Fälle) = 13,0, a_- (West) (15 Fälle) = 16,7, a_+ (Ost) = 10,6, a_+ (West) = 13,4, d. h. a (Ost) = 11,8 und a (West) = 15,0, u und q werden entsprechend Ost- und Westwinden 2,4 und 3,3, bezw. 1,2 und 1,5. Da nun gerade die westl. Winde eine größere mittlere Windstärke hatten, wäre zu erwägen, ob diese nicht zur Erhöhung von a beigetragen hat, um so mehr, als bei den am Ebertschen Apparat erhaltenen Daten diese Erhöhung nicht anzutreffen ist. Es wurden Windstärken (nach Beaufort) von 0—7 beobachtet. Bezeichnen wir die schwächeren Winde 0—3 (inkl.) mit sch, die stärkeren mit st, so erhalten wir $E_{+\text{sch}} = 0{,}5$ (29 F.), $E_{+\text{st}} = 0{,}5$ (8 F.), $E_{-\text{sch}} = 0{,}4$ (29 F.), $E_{-\text{st}} = 0{,}6$ (7 F.), $E_{\text{sch}} = 0{,}45$, $E_{\text{st}} = 0{,}55$, $u_{\text{sch}} = 0{,}1$, $u_{\text{st}} = -0{,}1$, $q_{\text{sch}} = 1{,}2$, $q_{\text{st}} = 0{,}8$, $v_{+\text{sch}} = 0{,}0$ (19 F.), $v_{+\text{st}} = 0{,}1$ (5 F.), $v_{-\text{sch}} = 0{,}1$ (20 F.), $v_{-\text{st}} = 0{,}04$ (5 F.). Die Angaben des Ebertschen Apparates werden also durch die Windstärke nicht beeinflußt. Wohl ist dies, wie wir von vornherein anzunehmen haben, der Fall bei den Zerstreuungsangaben eines Apparates mit ungeschütztem Zerstreuungskörper. Es sind nämlich $a_{-\text{sch}} = 12{,}3$ (36 F.), $a_{-\text{st}} = 19{,}9$ (12 F.), $a_{+\text{sch}} = 10{,}4$, $a_{+\text{st}} = 14{,}8$, $a_{\text{sch}} = 11{,}4$, $a_{\text{st}} = 17{,}4$, $u_{\text{sch}} = 1{,}9$, $u_{\text{st}} = 5{,}1$, $q_{\text{sch}} = 1{,}2$, $q_{\text{st}} = 1{,}3$. — Für die Änderungen mit der Temperatur, die nach drei Kombinationen untersucht wurden (15—17⁰, 18—20⁰, 21—23⁰), wurde für keines der luftelektrischen Elemente irgendein Zusammenhang aufgefunden. Bei der relativen Feuchtigkeit wurden die Werte von

1) Diese Zeitschr. **11**, 850, 1910.

90—79 Proz. und von 80—100 Proz. (jedoch hierunter nur ein Fall über 90 Proz.) in Beziehung zu den elektrischen Werten verglichen. Es ergab sich hier E_+ (60—79 Proz.) = 0,5 (25 F.), E_+ (80—100 Proz.) = 0,5 (12 F.), E_- entsprechend = 0,5 (25 F.) und 0,5 (11 F.), also U = 0,0 und Q = 1,0 für niedere und höhere Feuchtigkeiten; eine Einwirkung ist hier nicht zu erkennen, ebensowenig bei den Ionengeschwindigkeiten, wo für v_+ = 0,04 (16 F.) bezw. 0,1 (8 F.), für v_- = 0,1 (16 F.) und 0,1 (9 F.) erhalten wurden. Hingegen zeigt sich eine Vermehrung mit steigender relativer Feuchtigkeit bei den Werten a_- von 12,9 (30 F.) auf 16,5 (18 F.) und a_+ von 10,3 auf 13,5, oder bei a von 11,6 auf 15,0; u und q (60 bis 79 Proz.) ist = 2,6 bezw. 1,2, u und q (80 bis 100 Proz.) = 3,0 bezw. = 1,2; bei steigender relativer Feuchtigkeit findet gewöhnlich eine Abnahme der Zerstreuung statt, und so steht das erhaltene Resultat in Gegensatz zu sonstigen Messungen. Da jedoch zu dem Dampfdruck, mit Ausnahme vielleicht der Größen v_+ und v_-, die später behandelt werden, gar keine Beziehungen der luftelektrischen Größen gefunden wurden, im Gegenteil eine völlige Regellosigkeit herrschte, und da die höchsten relativen Feuchtigkeiten auf der Rückfahrt meist bei lebhafteren Winden auftraten, so scheint die Vermutung gerechtfertigt, daß auch hier gar kein Einfluß der Feuchtigkeit vorhanden ist, sondern nur eine Wirkung der Luftbewegung. Ein Vergleich der angenäherten relativen Verdunstungsgröße $D - d$, wo D den Sättigungsdruck bei der Oberflächentemperatur des Meerwassers, d die Dampfspannung bei der herrschenden Lufttemperatur bedeutet, ließ keine Beziehungen zu den Beobachtungen erkennen. Das gleiche gilt für den Luftdruck, doch konnten während der tiefsten Stände Messungen nicht ausgeführt werden, so daß es sich um nur geringe Druckschwankungen handelt. Auch die Bewölkungsgrade, deren Stufen 0—3, 4—6 und 7—10 mit den luftelektrischen Beobachtungen zusammengestellt wurden, ließen durchaus keinen Zusammenhang erkennen. Verglichen wurden noch die Daten, welche bei sinkender oder verschwundener Sonne erhalten wurden, also in gewissem Sinne schon Nachtwerte, mit den aus Tagesmessungen erhaltenen Resultaten. Nach Einbruch der Dunkelheit (etwa 5 p) erhielten wir $E_+ = 0{,}4$ (5 F.), $E_- = 0{,}4$ (4 F.), $E = 0{,}4$, $U = 0{,}0$, $Q = 1{,}0$, $v_+ = 0{,}0_2$ (3 F.), $v_- = 0{,}0_4$ (4 F.), $\lambda_+ = 0{,}0_1$, $\lambda_- = 0{,}0_2$, $\lambda = 0{,}0_3$, $a_- = 12{,}6$ (20 F.), $a_+ = 9{,}7$ (20 F.), $a = 11{,}2$, $u = 2{,}9$, $q = 1{,}3$; am Tage ergaben die Beobachtungen: $E_+ = 0{,}5$ (32 F.), $E_- = 0{,}5$ (32 F.), $E = 0{,}5$, $U = 0{,}0$, $Q = 1{,}0$, $v_+ = 0{,}1$, genauer 0,06 (21 F.), $v_- = 0{,}1$, genauer 0,06 (21 F.), $\lambda_+ = 0{,}0_4$, $\lambda_- = 0{,}0_4$, $\lambda = 0{,}1$ (0,08), $a_- = 15{,}4$ (28 F.), $a_+ = 12{,}8$ (28 F.), $u = 2{,}6$, $q = 1{,}2$. Es ist also hier möglich, daß am Tage eine geringe Zunahrhe der Elektrizitätsmengen bezw. Ionendichten, sowie der Ionengeschwindigkeiten, und damit der Leitfähigkeiten, erhalten wurde, das gleiche gilt für die Werte der Zerstreuung; die Gesamtleitfähigkeit λ ist fast zwei- bis dreimal so groß am Tage als nach Sonnenuntergang. Wäre dieses Resultat reell, so würde es verständlich sein, daß am Tage die Wellen, die in der drahtlosen Telegraphie benutzt werden, eine stärkere Absorption erleiden als nachts, und daher die nachts erreichte Entfernung (nach Marconi) unter Umständen die $2^1/_2$fache derjenigen bei Tage ist[1]. — Die Sichtigkeit war auf der ganzen Reise andauernd eine ziemlich gute ohne auffallende Veränderungen, eine Einwirkung von Lufttrübungen auf die luftelektrischen Vorgänge war daher nicht festzustellen. Das gleiche gilt für die Bewegung des Meeres; mit Ausnahme von Sturmtagen auf der Rückreise, an denen aber keine Beobachtungen angestellt werden konnten, herrschte ruhige oder ziemlich ruhige See; auf keinen Fall gab es während der Messungen fühlbare Spritzer, zumal das Schiff im Mittel nur 5—6 Knoten lief. Daß trotzdem Meerwasser- oder Salzpartikelchen in der Luft reichlich vorhanden sein mußten, bewies der scharf salzige Geschmack, den die Lippen täglich aufs neue schon nach kürzester Zeit annahmen; es fehlt uns hier das Kriterium, um festzustellen, ob nicht trotzdem die Salzmenge der Luft zeitlich und örtlich wechselte. — An den meisten Tagen herrschte Regenneigung, nämlich an 18 unter 25 mit Beobachtungen. Hiervon zeigten nur vier mehr als 1 mm Niederschlag, die übrigen blieben darunter und ergaben zumeist nur unmeßbare Regenmengen, während der Messung fielen gelegentlich Tropfen, ohne daß eine Einwirkung zu erkennen war. Eine solche zeigte nur, mit wolkenbruchartigem Regen, der 5. IV. (3 p 30), der in 24 Stunden 17 mm zeitigte und das Maximum für $a_+ = 54{,}3$, das Minimum für u (Werte) = —23,5 und $q = 0{,}6$ ergab; hierbei war $a_- = 30{,}8$. Ein Fall von Nebel (10. IV., 8 p 45) während der Beobachtung resultierte mit $a_- = 14{,}14$, $a_+ = 6{,}62$, $u = -7{,}52$ und $q = 2{,}14$, als mit niedriger —-Elektrizität und dementsprechend hoher positiver Polarität. Zu den Werten A der induzierten Aktivität, die in dieser Zeitschrift bereits mitgeteilt wurden, ist keine Beziehung vorhanden. — Wenn wir also den Schluß aus unserer Betrachtung ziehen, so ergibt sich ein

1) Siehe Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie, S. 235.

Resultat, wie es auch Kidson[1]) auf dem Atlantik erhielt. Es besteht, was aus der Vergleichung der Einzelwerte noch deutlicher wird, kein Zusammenhang mit den meteorologischen Elementen, oder er wird aus der so kleinen Zahl der Fälle nicht erkennbar. Nur scheint am Tage eine größere Leitfähigkeit vorhanden zu sein als nachts, ein Kidson entgegengesetztes Ergebnis; doch handelt es sich bei den mitgeteilten Werten um eine sehr geringe Anzahl abendlicher Messungen. Boltzmann[2]) stellt im Gegensatz zu Kidsons und meinen Beobachtungen Beziehungen zur Bewölkung und Lufttemperatur fest; bei Sonnenschein steigt nach ihm die Luftladung stark an, bei Sonnenuntergang sinkt die Zerstreuung. Hier ist also eine Übereinstimmung zu obigen Ergebnissen vorhanden. Starke Steigerungen des Ionengehalts bei Platzregen, unter Überwiegen der negativen Elektrizitätsmenge[3]) sind bekannt, da nach Thomson der Regen —-Ionen herabbringt[4]). Auch nach seinen Beobachtungen mindert Nebel die Zerstreuung.

Die Elektrizitätsmengen für positive Werte (E_+) schwanken zwischen 0,2 (7. IV., 9a 20) und 1,1 (2. V. 10a 40); die für negative (E_-) zwischen 0,16 (5. IV., 3p 20) und 1,21 (2. V., 10a 40), sind also für letztere extremer. E Min. beträgt 0,22, E Max. 1,16. Die Zerstreuungswerte am ungeschützten Apparate bewegten sich für a_- zwischen 4,52 (7. IV., 8p 40) und 58,51 (6. IV., 11a 15), für a_+ zwischen 3,02 (7. IV., 8p 40 und 3. V., 1p 5) und 54,29 (5. V., 3p 30) und für a zwischen 3,77 (7. IV., 8p 40) und 42,68 (6. V., 7p 55). Alle diese Werte sind sehr variabel und unterscheiden sich in dieser Hinsicht nicht von den auf der kleinen Osterinsel selbst gefundenen, da hier die Extreme für a_- 3,01 und 43,32, für a_+ 7,22 und 58,96 und für a 5,12 und 51,14 sind.

Insel für die a-Werte allerdings etwas hohe (Höhleneffekt vom 18. IV.); in der Umgebung von Santiago wurden hingegen niedere (a_- = 10,78, a_+ = 5,39, a = 8,08) Zahlen erhalten, allerdings bei windstillem Wetter, aber in der Nähe schwach aktiver Quellen. (Die an Na- und Ca-Salzen reichen Quellen Cañite und Litre in Apoquindo bei Santiago, wo die Beobachtungen ausgeführt wurden, haben einen Emanationsgehalt von 0,26 bezw. 0,36 Mache-Einh.) Die Santiaguiner Werte sind infolgedessen keineswegs besonders kleine, d. h. die Ionisation ist also über dem offenen Meer nicht geringer als über Land, ein schon nach anderen Beobachtungen bekanntes Resultat. So fand Gockel[1]) auf der allerdings von Land umschlossenen Adria und im östlichen Mittelmeer a zwischen 4,4 und 8,5 schwankend, während und nach Wetterleuchten sogar bis zu 14,5 ansteigend, am Züricher See zwischen 3,5 und 14,7, in einem Garten zwischen 6,0 und 8,5. Im Gegensatz zum Lande ging nach Gockel die Zerstreuung einer +-Ladung auf See rascher vor sich; es wurde q = 0,82—1,00. Nach den hier mitgeteilten Beobachtungen am Apparat mit ungeschütztem Zerstreuungskörper wurde das entgegengesetzte Verhältnis beobachtet; unter 48 Beobachtungen treten nur sechs negative Differenzen $2x\ a_- - a_+$, bezw. Quotienten $q < 1$ auf. Bei den Messungen am Ebertschen Apparat ist im Gegensatz hierzu fast gar keine Polarität zu konstatieren. Die Zahl der negativen u und der Werte $q < 1$ ist daher eine größere, nämlich 18, d. h. die Hälfte aller vorhandenen (36) Beziehungen dieses Verhaltens zu meteorologischen Faktoren usw. sind nicht vorhanden. Doch ist auffallend ein serienartiges Aufeinanderfallen von positiven und negativen Q und U, in die übrigens die q und u mit hineinfallen. Die Werte $Q(U)$ und $q(u)$ schwanken zwischen chilenischer Küste und Osterinsel zwischen 2,74

Zerstreuungswerte bei ungeschütztem Zylinder auf der Osterinsel.

Datum	Zeit	a_-	a_+	a	u	q	Bemerkungen
16. IV.	10a 15	18,35	11,73	15,04	6,62	1,56	Südküste, 10 m über See.
16. IV.	3p 15	24,97	15,94	20,46	9,03	1,56	" " " "
17. IV.	2p 15	23,46	13,84	18,65	9,62	1,70	" " " "
18. IV.	3p 55	43,32	58,96	51,14	—15,64	0,73	Lavahöhle, Zentrum der Insel.
19. IV.	2p 5	3,61	9,02	6,32	—5,41	0,40	Ostecke, 200 m über See.
20. IV.	3p 35	3,01	7.22	5,12	—4,21	0,42	" 150 " " "

Die Mittelwerte a_- = 19,45, a_+ = 19,45, a = 19,45, u = 0,00, q = 1,00, sind auf der

(0,33) (3. IV., 1p 35) und 0,38 (— 0,59) (31. III., 3p 10) bezw. 3,96 (43,75) (6. IV., 11a 15) und 0,57 (— 23,53) (5. V., 3p 30), d. h. q Max. ist hier größer, als es Gockel mit 1,32 oder Pacini[2]) mit 2,14 fand. Letzterer beobachtete,

1) Untersuchungen über atmosph. Elektrizität auf der ersten Kreuzfahrt der Carnegie im Atlant. Ozean. Ref. M. Z. **5**, 228, 1911 (aus Science **32**, 604, 1910).
2) Diese Zeitschr. **6**, 132, 1905.
3) s. A. Gockel, Die Luftelektrizität, S. 45.
4) Diese Zeitschr. **11**, 1152, 1910.

1) M. Z. **5**, 225, 1911.
2) Nuov. Cimento **15**, 5, 1908.

daß für diesen Umstand die Stärke des Seegangs, der einen Überschuß von +-Ionen erzeuge, von Bedeutung sei, eine Beobachtung, die in unserem Fall nicht zutrifft. Brecher z. B. wurden während der Messungen, wie schon oben angedeutet, nie konstatiert, wozu ganz besonders die Fahrt unter Segel beitrug; wurde doch Q Max. sogar an einem besonders ruhigen Tage bei völlig glatter See gefunden. Führen wir noch einige weitere Beispiele der Ionisation über See an. So erhielt A. Boltzmann[1]) zwischen Hamburg und Newyork) als Gesamtmittel $E_+ = 0{,}39$, Max. 0,99, $E_- = 0{,}27$, Max. 0,70, $E = 0{,}33$ ($n_+ = 1150$, $n_- = 800$, $n = 970$), $U = 0{,}12$, $Q = 1{,}53$, $a_- = 2{,}6$, $a_+ = 1{,}0$, $a = 1{,}8$, $u = 1{,}6$, $q = 2{,}7$; wir haben hier im Gegensatz zu Gockel, aber in Übereinstimmung mit den mitgeteilten Ergebnissen, für q durchaus große Werte (Zerstreuungszylinder wohl geschützt), aber auch größere für Q, als wir sie verzeichneten. — Eine verschwindende Unipolarität, d. h. $Q = 1{,}07$ ($U = 0{,}01$) erhielt hingegen Ebert[2]) (bei ruhiger See) im Golfe du Lion, trotzdem es sich nicht um den offenen Ozean handelt, und im Widerspruch zu den meisten Beobachtungen, geringere Beträge an Ionenladungen: $E_+ = 0{,}19$, $E_- = 0{,}18$, $E = 0{,}19$ (d. h. Ionendichten $n_+ = 570$, $n_- = 530$, $n = 550$); diesen Ergebnissen sind ähnlich die Lüdelings[3]) auf Helgoland: $E_+ = 0{,}25$, $E_- = 0{,}13$, $E = 0{,}19$ ($n_+ = 740$, $n_- = 380$, $n = 560$), $U = 0{,}12$, $Q = 1{,}92$; doch findet sich hier wieder ein Überwiegen der positiven Elektrizitätsmengen. Als Mittelwert zwischen Land- und Seewerten können die Eberts aus Barcelona gelten, mit ausgeprägter Unipolarität: $E_+ = 0{,}30$, $E_- = 0{,}23$, $E = 0{,}26$ ($n_+ = 870$, $n_- = 680$, $n = 780$), $U = 0{,}07$, $Q = 1{,}28$. Ebert glaubt in dieser Polarität bereits eine Einwirkung des Festlandes zu sehen, die auf diesem noch größer ist. Er findet für München und Jachenau folgende Werte: $E_+ = 0{,}53$ (0,61), $E_- = 0{,}42$ (0,28), $E = 0{,}48$ (0,44), $n_+ = 1550$ (1790), $n_- = 1250$ (830), $n = 1400$ (1300), $U = 0{,}10$ (0,33), $Q = 1{,}24$ (2,16). Hier ist also außerordentlich bemerkenswert, daß der auf der Reise nach der Osterinsel erhaltene hochozeane Mittelwert E (n, allerdings mit der Ladung des Ions $\varepsilon = 4{,}6$, im Gegensatz zu früher $\varepsilon = 3{,}4$ berechnet) gleich der in München und größer als der in Jachenau erhaltene ist. — Für Malorca teilt Ebert mit: $E_+ = 0{,}40$, $E_- = 0{,}41$, $E = 0{,}40$ ($n_+ = 1160$, $n_- = 1200$, $n = 1180$), $U = 0{,}01$, $Q = 0{,}97$, d. h. es werden hier nach Ebert kleinere Ionenmengen angetroffen, als inmitten des Kontinents, aber wesentlich größere als auf hoher See. Ebert gibt daher als Ursache der höheren Ionisation über dem Atlantik, wie sie den mitgeteilten Werten Boltzmanns entspricht, den starken Seegang an, der während des Anfangs der Messung herrschte, und Störungen elektrostatischer Natur; letztere waren bei meinen Messungen zweifellos nicht vorhanden, während die Ionisation, wie die Werte der vorstehenden Tabelle lehren, sogar die von Boltzmann gefundenen übertrifft. — Auf den deutschen Nordseeinseln wurden wiederholt Werte gefunden, die für eine starke, nicht geringere als die festländische Zerstreuung sprechen, und zwar unter gelegentlicher Vermehrung der Ionisation bei Seewind. Ob hier nicht der von Lenard beobachtete Spritzwassereffekt (der Brandung) eine Rolle spielt, ist wohl nicht genau festzustellen. Dieser kann bei meinen Beobachtungen, wie erwähnt, kaum in Frage kommen, denn es wurden auch bei Windstille, wo der Segler stundenlang ohne Bewegung blieb, hohe Ionisationen erhalten. — Eve[1]) fand über dem Atlantischen Ozean gleichfalls hohe Werte der Ionisation auf offenem Meer, im Mittel $n_+ = 975$, $n_- = 783$, $q = 1{,}24$, also keineswegs geringere als über Land. Die Spitzbergener Meereswerte Elsters[2]) sind sogar höher als die kontinentalen: $a_- = 4{,}62$, $a_+ = 2{,}80$, $a = 3{,}75$, $u = 1{,}74$, $q = 1{,}60$. Linke[3]) fand hingegen auf dem Stillen Ozean, wenn auch in einer ganz anderen Region als sie den hier mitgeteilten Werten entspricht, sehr niedrige: $E_+ = 0{,}20$, $E_- = 0{,}20$; $E = 0{,}20$, $U = 0{,}00$, $Q = 1{,}00$, d. h. gleichfalls keine bestimmte Polarität. Kurzum, es ist das Resultat bestätigt, daß auch auf landfernsten Teilen des Weltmeeres nicht nur die Ionisation oft eine ebenso hohe als auf dem Kontinent ist, sondern daß sie sogar im Mittel zu höheren Werten ansteigen kann als über dem Festlande. Wie auf dem Festlande kommen eben niedere und hohe Ionisationen vor, wie auf dem Festlande ist bald keine Polarität, bald ein Überwiegen der einen oder anderen Ionenart vorhanden. Die Unterschiede, die in dieser Hinsicht in dem spez. Falle der mitgeteilten Messungen zwischen den Werten des Aspirations- und des Zerstreuungsapparates bestehen, mögen einesteils reelle insofern sein, als zufälligerweise die Messungen mit den letzteren in die Serien mit überwiegender +-Elektrizität fielen, anderer-

1) Diese Zeitschr. **6**, 132, 1905.
2) Diese Zeitschr. **6**, 641, 1905.
3) Veröffentl. d. Kgl. Preuß. Meteorol. Inst., Ergebnisse d. Beobacht. in Potsdam 1901. Berlin 1904.

1) Diese Zeitschr. **8**, 286, 1907.
2) Mache-Schweidler, Die atmosphär. Elektrizität, S. 68.
3) Mache-Schweidler, Die atmosphär. Elektrizität, S. 88.

seits könnte man an eine stärkere Einwirkung des Erdfeldes auf letzteren Apparat denken. Es scheint, als ob im ganzen die Ionisation über See nicht in dem Maße, oder überhaupt nicht von den meteorologischen Elementen abhängt, wie wohl zweifellos die Ionisation über dem Kontinent.

Ähnlich wie die Polaritäten scheinen auch die Elektrizitätsmessungen E, etwas weniger die Zerstreuungswerte a, serienweise die gleiche Höhe zu bewahren. Dies gilt ganz besonders für die Werte von E_+, die vom 1. IV. ab (auf Zehner abgerundet) von 0,8 über 0,7 auf 0,5 sinken, hier verweilen, auf 0,4 fallen, um diesen Wert zu wiederholen, am 7. scheinbar ein örtliches Min. 0,2 zeigen, das wieder zu der Serie 0,4, und von dort zu der vom Werte 0,6 ansteigt. Auf der Rückreise wiederholt sich nach der Abfahrt von der Osterinsel gleichfalls der Wert 0,4, um scheinbar über 0,7 bis auf 1,1 anzusteigen. Weiterhin sind die Beobachtungen zu lückenhaft, da durch Stürme unterbrochen; rapide Wechsel fehlen jetzt nicht, so ist z. B. E_+ am 5. V., 9a 15, = 0,8, und knapp zwei Stunden danach = 0,4. — Für E_- ist die Aufeinanderfolge gleicher (oder benachbarter) Werte weniger deutlich, ausgesprochener hingegen für E. Bei den a-Werten beider Vorzeichen (etwas deutlicher für a_-) folgen wenigstens höhere und niedere Werte gern in Serien. Wegen der immerhin geringen Anzahl von Messungen ist es nicht möglich, festzustellen, ob es sich hier um Zufallsresultate handelt, oder, wohl wahrscheinlicher, um gewisse Gesetzmäßigkeiten. Für ihre Ursache haben wir allerdings keinen Anhalt, eine Beziehung etwa zu Landnähe oder Landferne fehlt; Maxima und Minima können auf hoher See auftreten. Es wäre wünschenswert, wenn wir baldigst über recht zahlreiche Messungen über dem Meere verfügen würden, besonders in so klimatisch gleichmäßigen Zonen wie den Passatregionen und landfernen Gebieten, wie sie der Stille Ozean bietet. Es wäre dann sehr wohl möglich, daß es uns gelänge, über See Linien gleicher Elektrizitätsmengen zu ziehen, um deren Änderungen zu verfolgen. Leider haftet allen diesen Messungen der außerordentlich große Übelstand der Nichtvergleichbarkeit an, ein Übelstand, der vorläufig kaum beseitigt werden kann. Abgesehen von der Verschiedenartigkeit der Apparate, ihren verschiedenen Kapazitäten und verschieden großen aspirierten Luftmengen, sind es vor allem die verschiedenen Geschwindigkeiten und Gattungen der zur Fahrt benutzten Schiffe. Segler werden für alle derartigen Messungen vorzuziehen sein; sie erlauben ein längeres Verweilen am gleichen Ort und brechen dank ihrer langsameren Fahrt weniger das Wasser, sie sind frei von den eventuell das Ergebnis beeinträchtigenden Rauchmassen und zeigen nicht die die Ablesung jeder Art von Elektroskop beeinflussende Maschinenvibration. Andererseits hat die Beobachtung auf dem Segler den Nachteil, daß auf ihm nicht einmal relative Potentialmessungen angestellt werden können wegen der Deformation des Feldes durch die Segel. Die von mir vorgenommenen vergleichenden Potentialbestimmungen bei rasch hintereinanderfolgenden Segelmanövern ergaben ein völlig negatives Resultat. Ein derartiger Einfluß der Segel bei rasch wechselnden Segelstellungen konnte auf die Messungen weder des Ebertschen Apparates, noch, was weniger zu erwarten war, des ungeschützten Zerstreuungsapparates wahrgenommen werden. — Einer der schwersten Mängel schließlich, welche die Unvergleichbarkeit der Beobachtungen bedingen, ist die verschieden hohe Aufstellung der Apparate über See.

Welcher Art ist nun wohl die über dem Meere beobachtete Ionisation? Wie an dieser Stelle schon mitgeteilt wurde, war die Menge der induzierten Aktivität — der geringfügige Emanationsgehalt des Seewassers, der nur gelegentlich auftritt, kommt gar nicht in Frage — eine kleine. Wenn wir selbst davon absehen, daß die Entstehung der Ionisation infolge der Induktionen, wie sie vor allem Ebert angenommen hat, als alleinige Ursache selbst für die Luft über dem Festlande nicht ausschließlich in Frage zu kommen braucht, so fällt die Ionisierungsmöglichkeit durch Emanation der Luft über landfernen Meeren zum größten Teil, wenn auch nicht völlig, fort. Hierzu tritt nun die Tatsache, daß die Ionengeschwindigkeiten, welche auf der Fahrt von Chile nach der Osterinsel und zurück gemessen wurden, sehr viel geringere sind, als man sie fast allgemein über dem Festland bestimmte; dies ist eben ein Beweis dafür, daß die maritime Ionisation nicht den Induktionen aktiver Körper zu verdanken ist. Im Mittel ergab sich nämlich für v_+ die spez. Geschwindigkeit von 0,05 $\frac{\text{cm}^2}{V \cdot \text{sec}}$ (24 F.), für v_- 0,06 $\frac{\text{cm}^2}{V \cdot \text{sec}}$ (25 F.), während wir sonst spez. Geschwindigkeiten haben, die etwa 20 mal größer sind, d. h. fast die von Ionen, die sich unter dem Einfluß von aktiven Substanzen bilden. Andererseits ist natürlich die Geschwindigkeit der Ionen über dem Pazifik noch immer rund 150 mal größer als die der schweren Langevinschen Ionen, die ja auf den Aspirationsapparat fast wirkungslos sind. Dort ist die Ionisation, wie sie in den obigen Tabellen erscheint, zweifellos meist eine

geringere als in Wirklichkeit, da ein Aspirationsapparat von den mitgeteilten Dimensionen erst etwa von 0,07 oder 0,08 $\frac{\text{cm}^2}{V \cdot \text{sec}}$ Ionengeschwindigkeiten, alle ihn passierenden Ionen auffängt. Ionen mit Geschwindigkeiten unter diesem Grenzwerte ergeben einen zu geringen Wert für die Ionendichte. Es schwankte übrigens die Beweglichkeit für v_+ zwischen 0,02 (öfters) und 0,14 (5. IV., 9a 15), für v_- zwischen 0,02 (öfters) und 0,15 (28. IV., 4p 10); im Mittel ist ein Vorwiegen der negativen Beweglichkeit, wie gewöhnlich über dem Kontinent, kaum vorhanden; in den Einzelwerten hat bald die positive, bald die negative spez. Geschwindigkeit das Übergewicht. Serienweises Auftreten gleicher oder ähnlicher Geschwindigkeiten ist nicht vorhanden. Mit dem gleichen Apparat in der Umgebung von Santiago und in der benachbarten Kordillere ausgeführte gelegentliche Messungen ergaben bisher Ionengeschwindigkeiten, wie sie den in Europa erhaltenen entsprechen. Andererseits sind Ionengeschwindigkeiten von der Größenordnung der mitgeteilten nicht völlig unbekannt[1]), wenn sie bisher auch nur gelegentlich oder regional aufgefunden wurden; doch fehlen gerade Bestimmungen der spez. Ionengeschwindigkeit, vorzüglich über dem Meere, noch außerordentlich. Die hier mitgeteilten v_--Werte entsprechen, wenn auch im Mittel etwas höher, ungefähr denen der „ions intermédiaires" ($v =$ 0,01), die von Pollock[2]) in Sydney beobachtet wurden, oder der Ionen Blochs[3]), letzterer erhielt Geschwindigkeiten von der Größenordnung 0,1 bis 0,2 für Ionen in Luft, die mit Wasser mechanisch in Berührung gebracht wurden. Hierin liegt vielleicht eine Andeutung für die Entstehung der Ionisation über großen Teilen des Ozeans. Da die aktiven Induktionen allein als Ionisatoren bei weitem nicht ausreichen, so findet möglicherweite im Sinne Himstedts[4]), indem bewegte Luft über feuchte Flächen dahinstreicht, je nach den Umständen eine größere oder geringere Abgabe leicht dissoziierbarer Ionen statt. Nach Himstedt wird ein Gas (untersucht für Luft, O und CO_2), das durch Wasser in Blasenform hindurchgepreßt wird, einzelne Gasmoleküle in so inniger Berührung mit dem Wasser lassen, daß sie gewissermaßen darin gelöst werden und sich mit einer natürlich ganz minimalen Spur von Wasser so vereinigen, daß nachher ein in eine Wasserschicht gehülltes oder darin gelöstes Gasmolekül aus dem Wasser in die Luft tritt. Solche Moleküle würden die Fähigkeit besitzen, außerordentlich leicht zu dissoziieren und auf diese Weise Ionen zu bilden. „Es wird hierbei ausdrücklich betont, daß die mit den Luftmolekülen verbundenen Wasserteilchen nicht mit den beträchtlichen Wassermengen verwechselt werden, die etwa in Nebelbläschen enthalten sind." — Nun ist bekanntlich im Meerwasser in wechselnden Verhältnissen Sauerstoff, Stickstoff und Kohlensäure gelöst. Falls diese Gase in die Atmosphäre übertreten, so werden möglicherweise diese Gasmoleküle die Ursache der Bildung von Ionen sein, Ionen von mittlerer Geschwindigkeit, wie wir sie beobachtet haben. Nehmen wir diese Gase als die Ionisatoren an, so erklärt sich die außerordentlich große Mannigfaltigkeit der Ionenzahlen, die beobachtet werden, da der Austritt der Gasmoleküle von den verschiedenartigsten Faktoren (u. a. Salinität, Wassertemperatur) abhängig ist, und sich bald in größerem, bald in geringerem Maßstabe vollziehen wird. Ist z. B. die Tension der ozeanischen Kohlensäure größer, so wird der Ozean Kohlensäure an die Atmosphäre abgeben. Es kann in diesem Sinne der verschiedene Gehalt des Wassers an Plankton von Einfluß sein; Zooplankton vermehrt, Phytoplankton vermindert die Kohlensäure und trägt so zu Änderungen der Tension bei. An Diatomeen konnte man nachweisen, daß im Licht Kohlensäure verbraucht und Stickstoff frei gemacht wird, während im Dunkeln der umgekehrte Prozeß eintritt[1]). Bakterien können Nitrite und Nitrate zersetzen, Stickstoff entbinden und so eine Übersättigung an diesem Gase bewirken. Kurzum, es ist eine außerordentliche Mannigfaltigkeit in bezug auf die Möglichkeit des Austretens dieser für die Ionisation eventuell wichtigen Gase möglich, wo die Bedingungen dafür gleichartige sind, würde auch das beobachtete serienweise Zusammenfallen der Elektrizitätsmengen bezw. Ionendichten erklärlich sein. Rein mechanische Wirkungen, Wind und Wellen, können natürlich den Gasaustritt begünstigen, doch werden hier gleichzeitig durch die Spritzer variierte Bedingungen geschaffen. Auf die leicht dissoziierbaren, in Wasser gehüllten Gasmolekeln wird unter anderen Faktoren, z. B. das Sonnenlicht, dank seiner ultravioletten Strahlung als Ionenbildner wirken; es erklärt sich so vielleicht die angegebene höhere Ionisation am Tage im Vergleich zu der nach Sonnenuntergang; die Ionengeschwindigkeit scheint übrigens am Tage größer ($v_+ = 0{,}06$ [21 F.], $v_- = 0{,}06$) (21 F.), abends geringer zu sein: $v_+ = 0{,}02$ (3 F.), $v_- = 0{,}04$ (4 F.).

1) Dorno fand in Davos bei Nebel $v = 0{,}04$ cm (Luft und Licht im Hochgebirge, 1911).
2) Le Radium **5a**, 129, 1909.
3) Compt. Rend. **145**, 54, 1907.
4) Diese Zeitschr. **4**, 482, 1903.

1) Krümmel, Handb. d. Ozeanogr., S. 314.

Andererseits ist es nicht ausgeschlossen, daß der Einfluß des Tageslichts (ultraviolette Strahlung) ein indirekter ist, indem der Gasaustritt, wie oben angedeutet, am Tage ein von der Nacht verschiedener sein könnte. Über die verschiedenen Geschwindigkeiten der Ionen eine Aufklärung zu geben, ist vorläufig schwer möglich, ein Zusammenhang scheint unter allen meteorologischen Elementen nur mit dem Dampfdrucke zu bestehen, indem v_+ mit wachsendem e abnimmt: $v_+ = 0{,}07$ für $e = 10-12$ mm (6 F.), $= 0{,}05$ für $e = 13-15$ (14 F.), $= 0{,}04$ für 16—18 mm Druck (4 F.); für v_- scheint hingegen eine Steigerung der Geschwindigkeit einzutreten, indem für die gleichen Stufen der Dampfspannung die Werte von 0,05 (7 F.) über 0,06 (14 F.) auf 0,09 (4 F.) ansteigen. Daß die mittleren Geschwindigkeiten der Ionen etwas geringere sind, als sie der der Blochschen Ionen entspricht (etwas höhere aber als die der Pollockschen „ions intermédiaires"), ist von geringer Bedeutung, da die Einzelwerte bald mehr der einen, bald mehr der anderen Gattung anzugehören scheinen, und vielleicht sogar Zwischenprodukte zwischen beiden bilden.

Über diese Fragen wird erst dann zu diskutieren sein, wenn genügendes Beobachtungsmaterial vorliegt, da die wenigen Daten nicht genügen, um Einflüsse, z. B. der Temperatur, die für die Geschwindigkeitsverhältnisse der Blochschen Ionen von Bedeutung ist, hervortreten zu lassen. Außer der Möglichkeit der Ionisierung durch den vorher besprochenen Austritt von den Gasmolekülen aus dem Meerwasser, kommt in Betracht die Einwirkung der auch über dem Meere in wechselnder Menge vorhandene Emanationsgehalt, der über dem Atlantik mitunter bedeutend, im allgemeinen über dem Meere, vor allem über dem Pazifik, nur ein geringer ist. Eve[1]) erwähnt noch als Ionisierungsmöglichkeiten: Entstehung geladener Teilchen, die von einer durch Wellen oder Kräuselung verursachten Veränderung der Fläche herrühren und geladener Teilchen, die aus der Wirkung des Windes auf die Wellen resultieren.

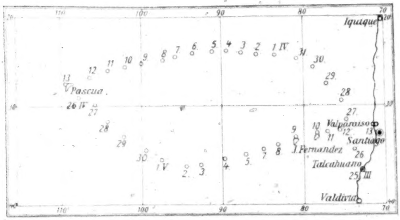
Es ist nun nicht wahrscheinlich, daß die Ionen mittlerer Geschwindigkeit über dem Kontinente völlig fehlen (insbesondere nicht über Seen, in der Nähe von Sümpfen usw.), aber es wird hier ihr Einfluß wohl verschwinden gegen den der Ionisation durch die radioaktive Strahlung, und sich vielleicht nur in einem leichten Herunterdrücken der Werte der spez. Geschwindigkeiten äußern.

Wenn nun auch die Ionendichte über dem durchfahrenen Teil des Stillen Ozeans mindestens als ebenso groß wie die über dem Festlande bestimmt wurde, bedingt die geringe spez. Geschwindigkeit der Ionen eine geringere Leitfähigkeit dieser ozeanen Atmosphäre gegenüber der mittleren kontinentalen. Es schwanken die λ_+-Werte zwischen 0,01 (7. IV., 9a 20) und 0,34 (5. V., 9a 15), die λ_--Werte zwischen 0,02 (5. IV., 0p 20) und 0,33 E.S.E. (2. V., 10a 40). Die Extreme für die Gesamtleitfähigkeit λ sind 0,05 (7. IV., 9a 20) und 0,64 (2. V., 10a 40). Die Verhältnisse der positiven zur negativen Leitfähigkeit sind oft sehr wechselnde, doch ist das Mittel für beide Vorzeichen das gleiche. Leitfähigkeiten von dieser Größenordnung sind auch sonst gelegentlich beobachtet worden, Burbank[1]) erhielt auf hoher See für die beiden polaren Leitvermögen Werte zwischen 0,5 und $2{,}5 \cdot 10^{-4}$, bei Nebel jedoch bis zu $0{,}05 \cdot 10^{-4}$ abwärts; in letzterem Fall war also wohl die Adsorption der kleinen an die entstehenden schwereren Ionen die Ursache des Rückganges der Leitfähigkeit; Schering[2]) erhielt in Göttingen Werte für λ_+ oder λ_- bis 0,2 herab. Verfasser[3]) beobachtete in einem Ausnahmefalle (Mittel $\lambda_+ = 8{,}5$, $\lambda_- = 4{,}0$) in der bolivianischen Kordillere, in 5200 m, einen negativen Leitfähigkeitswert von 0,05, bedingt durch eine besonders geringe Ionendichte. Köhler[4]) gibt (für $^1/_6$ Stundenwerte) in Potsdam Minima von $0{,}03 \cdot 10^{-4}$ für λ_- an, d. h. für λ etwa von $0{,}06 \cdot 10^{-4}$. Da Angaben über Ionendichte oder -geschwindigkeit hier nicht vorhanden sind, ist nicht genau zu sagen, welcher Faktor (n oder v) der ausschlaggebende ist. Anzunehmen ist, daß es die Minderung der Ionisation ist, die das Herabgehen der Leitfähigkeit verursacht, da die Minima mit Nebel oder Dunst zugleich auftraten. — Die sonst auf See beobachteten Leitfähigkeitswerte (mit Gerdienschen Apparaten) sind meist größer als die hier mitgeteilten; Kohlrausch[2]) erhielt als Mittel auf hoher See (Atlantik) $\lambda = 2{,}06 \cdot 10^{-4}$, Dike[2]) (Stiller Ozean) für λ_+ 1,6, für λ_- $1{,}4 \cdot 10^{-4}$, d. h. $\lambda = 3{,}0 \cdot 10^{-4}$ E.S.E.; das von mir über dem östlichen Pazifik (Südostpassatregion und ihre südliche Randzone) gefundene Mittel für λ mit $1{,}6 \cdot 10^{-5}$ entspricht also nur dem 10. Teile der Größenordnung, die sonst über dem Meere und auch über Land gemeinhin gefunden wird. Allerdings sind Leitfähigkeitsbestimmungen über See noch seltener als die spärlichen Ionisationsmessungen, und Ge-

1) Diese Zeitschr. **8**, 286, 1907.

1) Mache-Schweidler, Die atmosphär. Elektrizität, S. 83.
2) Mache-Schweidler, Die atmosphär. Elektrizität, S. 83.
3) Diese Zeitschr. **12**, 179—182, 1911.
4) Veröffentl. d. Kgl. Preuß. Meteorol. Instit. **223**, 13, 1911.

schwindigkeitsbestimmungen scheinen bisher fast ganz zu fehlen; außerdem sind die luftelektrischen Messungen zumeist über dem Atlantischen Ozean ausgeführt, der (nach den vorhandenen Aktivitätsbestimmungen mit oft großen Werten der induzierten Aktivität A) terrigenen Einflüssen weit mehr ausgesetzt zu sein scheint, als der Große Ozean. Die Leitfähigkeiten lassen ebensowenig wie die spez. Geschwindigkeiten regional eine serienartige Gleichmäßigkeit der Werte erkennen. Ihr Wechsel wird eine der Ursachen für die verschiedenartige Fortpflanzungsmöglichkeit der Hertzschen Wellen (der drahtlosen Telegraphie) bedingen, die aber, da ihre Absorption in der ozeanen Atmosphäre wegen der hier auf großen Erstreckungen geringeren Leitfähigkeit



Mittagsbestecke des Kurses Talcahuano—Osterinsel, Osterinsel—Valparaiso.

auch eine kleinere ist, über gewissen Teilen des Meeres einen größeren Aktionsradius haben werden als über Land.

Wir können aus den vorliegenden Messungen in kurzer Zusammenfassung wenigstens für den Stillen Ozean zwischen den westlichen Längen 70 bis 110⁰ und den südlichen Breiten 20⁰ bis 40⁰ das Folgende schließen.

1. Die Ionisation ist über dem Meere eine mindestens so große wie über dem Lande.

2. a) Da aktive Emanationen im Meerwasser nur stellenweise in Spuren vorhanden sind, kommt ihnen eine Einwirkung auf die Ionisierung nicht zu. b) Den vom Lande herrührenden Emanationen des Radiums und ihren Tochterprodukten, den Induktionen, in der Luft über dem Meere, die nur Prozente der über Land vorhandenen Aktivität bilden, wird eine nur geringe, dort wechselnde Beteiligung an der Ionisation zuzuschreiben sein. In dieser Annahme werden wir bestärkt durch die Tatsache:

3. Die spez. Geschwindigkeit der gefundenen Ionen gehört einer niederen Größenordnung an, als sie der durch Emanation gebildeten entspricht, ohne auf die geringe Geschwindigkeit der schweren Ionen herabzugehen. Da die Ionenbeweglichkeit ungefähr der der Pollockschen „ions intermédiaires" oder der mit Wasser in Berührung gebrachten der Blochschen Ionen entspricht, werden wir auch im Sinne Himstedts annehmen können, daß

4. die Ursache der Ionisierung in Wasser gehüllte, leicht dissoziierbare Gasmolekel sind; zur Ionisierung der Luft über dem Meere tragen also möglicherweise (mit anderen Entstehungen geladener Teilchen durch mechanische Einwirkungen und uns vielleicht noch unbekannten Ursachen) die austretenden, im Seewasser gelösten Gase bei. Da ihr Austritt von außerordentlich wechselnden Bedingungen abhängt, ist eine wechselnde Ionenbildung örtlich und zeitlich recht verständlich. Über das wechselnde Verhältnis der Ionen verschiedenartigen Vorzeichens, die Schwankungen der Beweglichkeit positiver und negativer Ionen können wir, ehe nicht eine größere Zahl Beobachtungen vorliegt, keine Schlüsse ziehen. Es mögen hier Änderungen im Salzgehalt der Luft, gelegentliche Spritzwassereffekte (für das Überwiegen z. B. der + - Ionen) von Bedeutung sein, ebenso wie meteorologische Einflüsse, wenn letztere auch in unserer Reihe wenig in Erscheinung treten. Die Intensität der ultravioletten Strahlung (Sonnenstrahlung) wird für die Zerlegung der Gasmolekel von einiger Wirksamkeit sein.

5. Die Leitfähigkeit der Luft, infolge der geringen Ionenbeweglichkeit, ist eine kleinere als im Mittel über dem Festland.

Santiago (Chile), Dezember 1911.

(Eingegangen 12. Januar 1912.)

BESPRECHUNGEN.

Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften. Bd. V. Physik. II. Teil, Heft 2 und 3. Bd. IV. Mechanik. IV. Teilband, Heft 6. Leipzig, B. G. Teubner. M. 10.40

Anschließend an die Mitteilungen in Jahrg. **5**, 1904, S. 470 und Jahrg. **8**, 1907, S. 549 soll hier über die inzwischen erschienenen Artikel physikalischen Inhalts der mathematischen Encyklopädie kurz berichtet werden. Es sind dieses aus dem Abschnitt Elektrizität die Artikel:

15. R. Gans, Elektrostatik und Magnetostatik.

16. F. Pockels, Beziehungen zwischen elektrostatischen und magnetostatischen Zustandsänderungen einerseits und elastischen und thermischen andererseits.
17. P. Debye, Stationäre und quasi-stationäre Felder.
18. M. Abraham, Elektrische Schwingungen.

Der Artikel von Gans behandelt die Probleme der Potentialtheorie vom Standpunkte ihres physikalischen Interesses und verweist wegen der rein mathematischen Fragen auf den Artikel von Burkhardt und Meyer in Bd. II der Encyklopädie. Die statischen Probleme werden als spezielle Fälle der allgemeinen Maxwellschen Elektrodynamik eingeordnet. Der Artikel stellt nicht nur diejenigen speziellen Lösungen der Potentialgleichung zusammen, die für physikalische Rechnungen erforderlich sind (Abbildungsaufgaben, Potential des Gitters, Feld eines Kondensators, Kugel und Ellipsoid von leitender oder dielektrischer bzw. permeabler Beschaffenheit), sondern wendet sie auch an auf die Theorie der elektrischen Apparate und Meßinstrumente (Influenzmaschine, Elektrometer, Kompaß); dabei spielt namentlich die Frage nach der elektrischen und magnetischen Energie und den ponderomotorischen Kräften eine Rolle. Im magnetischen Teil wird naturgemäß auch die Frage: gibt es wahren Magnetismus, und der Sinn dieser Frage besprochen.

F. Pockels gibt in seinem Artikel eine übersichtliche Darstellung der umfangreichen Literatur, welche die Erscheinungen der Elektrostriktion und Magnetostriktion und der Piezo- und Pyroelektrizität in azentrischen Kristallen betrifft, sowie die noch nicht ganz sichergestellten, entsprechenden Vorkommnisse in zentrischen Kristallen und die analogen magnetischen Erscheinungen. Da es sich bei diesen Dingen um das Ineinandergreifen von elektrischen (oder magnetischen) mit elastischen (oder thermischen) Feldern handelt, ist ihre theoretische Darstellung notwendig etwas kompliziert. Um so nützlicher dürfte die hier gegebene zuverlässige Übersicht der theoretischen Methoden und der experimentellen Resultate sein.

Der Artikel von P. Debye enthält ein außerordentlich reiches Material an Literaturnachweisen, und ordnet dasselbe systematisch ein in die aus der allgemeinen Elektrodynamik sich ergebenden Gesichtspunkte: stationäre und quasistationäre Felder, elektrisches Feld im Inneren und Äußeren der Leiter, magnetisches Feld, ruhende und bewegte Körper. Besonders in der schier endlosen Literatur über die Berechnung der Induktionskoeffizienten wird der Artikel als willkommener Führer dienen können.

Eine Frage, die in den sonstigen Darstellungen ganz zu fehlen scheint und die z. B. auch in der schönen Systematik der elektrodynamischen Probleme von H. Hertz (Grundgleichungen der Elektrodynamik in ruhenden Körpern) gar nicht erwähnt ist, wird hier in Nr. 3 aufgeworfen und durch Beispiele in Nr. 8 und Nr. 20 erläutert: Die Frage nach dem äußeren elektrischen Felde eines stationären (oder quasistationären) Stromes. Eine Behandlung derselben ist nicht nur zur vollständigen Kenntnis des elektromagnetischen Feldes erforderlich, sondern auch praktisch von Bedeutung für die Berechnung der verteilten Kapazität eines Stromleiters.

Abrahams Artikel ist in der Hauptsache der Theorie der Hertzschen Versuche gewidmet, also den Problemen der schnellen elektrischen Schwingungen. Indessen ist die Abgrenzung des Stoffes weder nach der einen Seite, gegen die langsam veränderlichen Felder, noch nach der anderen Seite, gegen die noch schnelleren optischen Schwingungen rigoros durchzuführen. So war hier zunächst der Fall der Kondensatorentladung (Thomsonsche Formel für die Eigenschwingung eines Stromkreises) als Grundlage der Hertzschen Versuche zu berücksichtigen, die noch aus der älteren Theorie der quasistationären Ströme stammt, andererseits die Zerstreuung elektrischer Wellen an kleinsten Suspensionen, die ihr eigentliches Interesse in der Optik hat. Den Hauptgegenstand bildet die Entstehung der Hertzschen Wellen (Theorie des Hertzschen Oszillators) und ihre Fortleitung (Theorie der Drahtwellen). Die Grundlösung des Hertzschen Dipols wird in der vom Verf. herrührenden Art zu einem „Hertzschen Vektor" erweitert und dadurch für allgemeinere Schwingungsprobleme dienstbar gemacht. Auch die theoretischen Entwicklungen zur drahtlosen Telegraphie werden dargestellt, in dem Umfange, wie sie bei der Abfassung des Artikels (1906) vorlagen.

P. und T. Ehrenfest, Begriffliche Grundlagen der statistischen Auffassung in der Mechanik.

Wir schließen eine Besprechung dieses in Bd IV (Mechanik) erschienenen Artikels hier an, weil derselbe für viele physikalische Disziplinen heute aktuell ist.

Der Artikel will den Artikel Boltzmann-Nabl aus Bd. V über die kinetische Theorie der Materie ergänzen, indem er eine historisch und kritisch sorgfältige Darlegung der den einzelnen Autoren nicht immer bewußten Wahrscheinlichkeitsannahmen gibt. Im Mittelpunkt des Interesses steht natürlich das Boltzmannsche H-Theorem und die Diskussion der dagegen erhobenen Einwände. Da die Verf. selbst in dieser Zeitschrift vor einigen Jahren einen wertvollen Beitrag zur Würdigung des H-Theorems geliefert haben, sind sie zu dieser Diskussion besonders berufen. Ihr Standpunkt ist zwar ein kritischer, aber durchaus kein negativer; wenn auch an vielen Stellen Lücken hervorgehoben und Hypothesen aufgestellt werden, deren Bedeutung noch näher umschrieben werden müsse, so ist doch die ganze Arbeit von der Überzeugung getragen, daß der Grundgedanke der statistischen Thermodynamik gesund und für die Folge lebenskräftig ist. Durch strenge Gliederung und prägnante Ausdrucksweise wird der an sich schwierige Stoff dem Leser möglichst leicht zugänglich gemacht. Daß die logische Kohärenz der statistischen Methoden mehr noch als ihre physikalischen Folgerungen behandelt werden, rechtfertigt sich aus der Angliederung des Artikels an den Mechanikband der Encyklopädie.

Von besonderen Punkten mögen folgende hervorgehoben werden:

1. Verhältnis zwischen Boltzmanns Statistik und Gibbs statistischer Mechanik; vgl. Nr. 24. Hier wird dargetan, inwieweit Gibbs bei seiner vereinfachten und weniger tief gehenden Fragestellung dieselben Resultate für reversible Prozesse erhalten mußte wie Boltzmann, zugleich aber auch, weshalb Gibbs bei der Darstellung irreversibler Prozesse gegenüber Boltzmann außerordentlich unterlegen ist.

2. Die Boltzmannsche Ergodenhypothese und die Gleichverteilung der Energie. Mit seiner Ergodenhypothese postuliert Boltzmann, daß ein Gas bei ungestörter Bewegung im Laufe der Zeit durch jede Phase hindurchgeht, die mit der vorgegebenen totalen Energie verträglich ist. Von dieser Hypothese wird unterschieden die Hypothese der ergodischen Scharverteilung, welche postuliert, daß die Systempunkte über die Energiefläche des hochdimensionalen „Liouvilleschen Raumes" gleichmäßig dicht verteilt sind. Die letztere ist identisch mit der Gibbsschen Annahme der mikrokanonischen Verteilung. Sie folgt

aus der Ergodenhypothese und hat ihrerseits die Gleichverteilung der Energie zur Folge. Läßt man aber die sehr kühne und weitgehende Ergodenhypothese fallen, so verliert auch die Hypothese der ergodischen Scharverteilung ihre Stütze und wird zu einer bloßen vereinfachenden Rechnungsregel. Insofern entfallen auch nach Ansicht der Verf. die physikalisch unmöglichen Folgerungen des Gleichverteilungsprinzips in der Strahlung und in der Theorie der spezifischen Wärmen, sobald man sich dazu entschlossen hat, die Boltzmannsche Ergodenhypothese aufzugeben und nach den Anforderungen der Erfahrung umzumodeln.

13. Neuere Arbeiten über physikalische Massenerscheinungen. In einem Nachtrag wird zu den theoretischen Untersuchungen der letzten Jahre (P. Hertz, Ornstein usw.) über physikalische Statistik Stellung genommen und diejenige Methode der experimentellen Forschung besprochen, die an die Entdeckung der Schweidlerschen Schwankungen anschließt. Fragen, die in der sozialen Statistik schon lange diskutiert sind (seit d'Alembert), werden dadurch für die Physik aktuell, z. B. die Frage nach dem Auftreten sehr unwahrscheinlicher Abweichungen eines Parameters von seinem wahrscheinlichsten Werte.

A. Sommerfeld.

H. Ley, Die Beziehungen zwischen Farbe und Konstitution bei organischen Verbindungen. VIII u. 246 S. mit 51 Fig. im Text und 2 Tafeln. Leipzig, S. Hirzel. 1911. Preis geh. M. 7.—, geb. M. 8.—

Die Kenntnis der Beziehungen zwischen der Farbe und der Konstitution der Verbindungen der organischen Chemie besitzt einerseits, wie die außerordentliche Wichtigkeit der Farbstoffindustrie beweist, eine sehr große praktische Bedeutung, bietet aber andererseits auch ein sehr erhebliches theoretisches Interesse, da uns die Absorption der Lichtwellen einen Einblick in die Elektronensysteme der Moleküle ermöglicht. Dementsprechend ist denn auch die Zahl der Untersuchungen, die sich mit diesen Beziehungen befassen, bereits sehr groß, und es ist für den, der nicht die Möglichkeit gehabt hat, die Entwicklung dieses Zweiges der Wissenschaft dauernd zu verfolgen, nicht ganz leicht, sich eine Übersicht über das umfangreiche Gebiet zu verschaffen. Das Buch von Ley wird daher gute Dienste leisten.

Selbstverständlich ist der physikalische Begriff der Farbe nicht mit dem physiologischen Begriffe identisch: jener ist viel weiter als dieser. Ein gefärbter Stoff ist ein Stoff, der selektive Absorption zeigt, mag diese selektive Absorption nun im sichtbaren Teile des Spektrums oder im Ultraviolett oder Ultrarot stattfinden. Ley hat daher in den Kreis seiner Darstellung, wie es ja auch die moderne Entwicklung der Wissenschaft gebieterisch erfordert, die im Ultraviolett selektiv absorbierenden Stoffe bezogen, die Absorption im Ultrarot aber, über die eine eingehende Monographie aus neuerer Zeit von W. W. Coblentz vorliegt (Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik **4**, 7—77, 1907), hat er ebenso wie die Absorption der elektrischen Wellen nicht berücksichtigt.

Nach einer allgemeinen Einleitung über Entstehung und Definition der Farbe bespricht Ley zunächst die Veränderlichkeit der Absorptionsspektren mit Schichtdicke, Konzentration, Natur des Lösungsmittels, Temperatur und anderen Faktoren. Daran schließt sich eine eingehende Darstellung der Chromophor- und Auxochromtheorie und ihrer Entwicklung bis zur Gegenwart. Von besonderem Interesse erscheint dann ein Kapitel über „Die Absorptionserscheinungen vom physikalischen Standpunkte", in dem der Verfasser im Anschlusse an die bekannten Arbeiten von Joh. Stark die Bedeutung der Elektronentheorie für das Verständnis der Absorptionsvorgänge darlegt. Weiter folgt ein umfangreiches Kapitel über die Absorption des Lichtes durch die Glieder einfacherer chemischer Stoffklassen, in dem ein großes experimentelles Material zusammengestellt ist. „Allgemeines über die optische Wirkung der Substituenten; Konstitutionsbestimmung auf Grund spektraler Beziehungen" ist der Titel des nächsten Kapitels, in dem auch das Problem der Konstitution der tautomeren Verbindungen behandelt wird. Dann kommen die Beziehungen zwischen Absorption und ultravioletter Fluoreszenz und die zwischen jener und der Mol-Refraktion zur Sprache, die neuerdings bekanntlich Interesse gewonnen haben. Endlich wendet sich Ley zu den Farbverhältnissen bei chemischen Umlagerungen, Salzbildungen usw., wo er auch auf die Weiterentwicklung zu sprechen kommt, die die Ostwaldsche Theorie der Indikatoren in neuerer Zeit erfahren hat. Das Kapitel „Farbverhältnisse bei Organometallverbindungen, besonders bei inneren Komplexsalzen", dessen Inhalt Ley besonders nahe liegt, schließt den Hauptteil des Buches.

In einem kurzen „zweiten Teil", der vielleicht besser als „Anhang" zu bezeichnen wäre, werden praktische Angaben über Spektroskope, Spektrographen, Spektralphotometer und Lichtquellen gemacht, die wohl hauptsächlich für chemische Interessenten bestimmt sind.

Es wäre zu wünschen, daß das Leysche Buch, das als sachgemäße Darstellung der schwierigen Materie empfohlen werden kann, recht viele Leser finde, vor allen Dingen auch solche, die sich entschließen, durch eigene Arbeit an der weiteren Aufklärung der Beziehungen zwischen Farbe und Konstitution bei den organisch-chemischen Verbindungen mitzuhelfen. Das Thema bietet noch vielen Arbeitern einen Wirkungskreis; viele interessante Ergebnisse sind hier noch zu erwarten, vielleicht sogar das Ergebnis, daß die starren Strukturformeln der organischen Chemie, wie sie heute die Chemie beherrschen, den tatsächlichen Erscheinungen nicht vollkommen gerecht werden und darum ersetzt werden müssen durch mehr „lebende Formeln". Die Lehre von den „Zuständen" des Benzolkerns scheint eine Entwicklung in diesem „tautomeren" Sinne anzubahnen.

Werner Mecklenburg.

Th. Graham, Abhandlungen über Dialyse (Kolloide). Drei Abhandlungen. Herausgegeben von E. Jordis (Ostwalds Klassiker der exakten Naturwissenschaften, Nr. 179). gr. 8. 179 S. mit 6 Textabbildungen. Leipzig, Wilhelm Engelmann. 1911. M. 3.—

Die grundlegenden Abhandlungen Grahams über Kolloide, nämlich I. „Anwendung der Diffusion der Flüssigkeiten zur Analyse", II. „Über die Eigenschaften der Kieselsäure und anderer analoger Kolloidsubstanzen", und III. „Über die Absorption und die analytische Scheidung der Gase durch kolloidale Scheidewände" hat Herr Jordis, mit einer kurzen Biographie des Verfassers und wertvollen Anmerkungen versehen, herausgegeben. Ref. läßt freilich den Text lieber ohne die Anmerkungen auf sich wirken, denn diese lösen bisweilen unerfreuliche Schulerinnerungen in ihm aus. Die mehrmals wiederholte Bemerkung, „Das ist nicht richtig!" u. dgl. erinnert zu sehr an Heinrich Düntzers: „Hier irrt Goethe!".

Riesenfeld.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Basel Dr. Julius Obermiller für Chemie.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Universität Erlangen Dr. Max Busch zum ord. Professor der Pharmazie und angewandten Chemie ebenda, der Privatdozent an der Universität Bonn Dr. August Bernoulli zum a. o. Professor für physikalische Chemie an der Universität Basel, der Direktor des Muspratt-Laboratoriums für physikalische und Elektrochemie an der Universität Liverpool Professor Frederick G. Donnan zum ord. Professor für allgemeine Chemie an der Universität London (als Nachfolger von Sir William Ramsay), der Assistant Professor an der Yale University in New Haven Dr. Henry W. Foote zum ord. Professor der physikalischen Chemie ebenda, der a. o. Professor an der Montanhochschule in Schemnitz Dr. Karl A. Walek zum ord. Professor der Mathematik ebenda, Professor Dr. H. Staudinger in Karlsruhe zum ord. Professor für allgemeine Chemie an der Technischen Hochschule in Zürich (an Stelle R. Willstätters), Cand. pol. Andreas Fenger Grön zum Assistenten für Chemie an der Technischen Hochschule Trondhjem, Professor J. K. H. Inglis von der Universität Reading zum ord. Professor für Chemie am Dunedin University College (New Zeeland).

Berufungen: Der Privatdozent der Physik an der Universität Straßburg Professor Dr. Richard Gans hat die Berufung als ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität La Plata angenommen.

Verliehen: Dem ord. Professor der Physik an der Universität Königsberg Dr. Paul Volkmann und dem Hauptobservator am Astrophysikalischen Observatorium bei Potsdam Professor Dr. Oswald Lohse der Titel Geheimer Regierungsrat, dem Dozenten der Physik an der Faculté des sciences in Paris Dr. H. Abraham und dem Dozenten der Physik an der Universität Nancy Reboul der Titel Professor.

In den Ruhestand: Der Government Astronomer am Observatory zu Durban (Natal) E. Neville Nevill FRS.

Gestorben: Der ord. Professor der technischen Physik an der Universität Pisa und Erfinder des Dynamokollektors Dr. Antonio Pacinotti, der frühere Professor der Physik an der Universität Moskau Dr. Peter N. Lebedew.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1912.

Technische Hochschule Aachen.

Stark: Experimentalphysik II: Atomdynamik, Optik, Thermodynamik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Steubing): a) Praktische Übungen aus allen Teilen der Physik für Anfänger, 4 oder 6, b) Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **Seitz:** Theoretische Physik: Theorie der elektrischen Schwingungen und elektromagnetische Lichttheorie, 2; Experimentalphysik, enzyklopädischer Kursus: Wärme, Schall, Licht, 2. — **Polis:** Klimatologie, 2; Ausgewählte Kapitel der Meteorologie II, 1; Meteorologische Technik, mit Übungen im Meteorologischen Observatorium, 1. — **Steubing:** Photographie I, für Anfänger, II, für Fortgeschrittene, 1, Übungen, 3; Theorie der Wärmestrahlung, 1. — **Grotrian:** Allgemeine Elektrotechnik, 5; Theoretische Elektrotechnik, 2; Elektrotechnisches Praktikum, 8. — **Rasch:** Ausgewählte Kapitel der praktischen Elektrotechnik, 1; Einleitung in die Elektrotechnik, 2; Konstruktionslehre der Elektrotechnik, 3; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 2. — **Finzi:** Elektrische Zentralanlagen und Leitungen, 2, Übungen, 2; Elektromotorische Antriebe in Berg- und Hüttenwerken, 2. —

Bredt: Organische Experimentalchemie I, 4; Allgemeine Übersicht über die organische Chemie, 2; Organisches Praktikum (mit Levy). — **Classen:** Allgemeine und anorganische Experimentalchemie, 4; Anorganisches Praktikum (mit Clören, Fischer, Scheen, Hallmann und Weise); Elektroanalytisches und elektrochemisches Praktikum (mit Fischer). — **Rau:** Chemische Technologie II: Anorganische Industrien, 4, IV, 2; Entwerfen von chemischen Apparaten und Fabrikanlagen, Übungen, 4; Chemisch-technisches Praktikum (mit Lambris und Kron). — **Ruer:** Physikalische Chemie II, 2; Ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie, 1, Übungen, für Hüttenleute, 3, für Chemiker, 1 Vormittag, für Fortgeschrittene, 5 Tage. — **v. Kapff:** Chemische Technologie der Gespinstfasern: Färberei, Bleicherei usw., 2, Übungen, 4. — **Fischer:** Maßanalyse, 1; Ausgewählte Kapitel der Elektrochemie, 1. — **Levy:** Hydroaromatische Verbindungen, 1. —

Blumenthal: Höhere Mathematik III, 3; Elemente der Differential- und Integralrechnung mit Übungen, 5, Übungen, 1. — **Kötter:** Darstellende Geometrie, 4, Zeichnen, 4; Elemente der darstellenden Geometrie, 2, Zeichnen, 2. — **N. N.:** Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel der Mathematik: Photogrammetrie, 2 *g*. — **Reißner:** Mechanik I, 4, Übungen, 1, II, 3, Übungen, 1; Flugtechnische Aerodynamik, 3. — **Gast:** Praktische Geometrie I, 2, II, 1; Geodätisches Praktikum I, 1 Tag, II, 1 Nachmittag; Geographische Ortsbestimmung, 2, Übungen, 2; Höhere Geodäsie, 2. — **Haußmann:** Markscheiden und Feldmessen II, 3; Übungen im Markscheiden und Feldmessen, 1 Tag; Ausgleichsrechnung, 1, Übungen, 2. — **Wandhoff:** Markscheiderische Zeichen- und Rechen-Übungen, 2. —

Universität Basel.

Hagenbach: Experimentalphysik I, 6; Physikalisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl., für Anfänger (mit Veillon), 8; Demonstrationsversuche für Lehramtskandidaten, 1; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **VonderMühll:** Einleitung in die mathematische Physik, 5 (1 *g*), Übungen, 2 *g*. — **Veillon:** Experimentelle Kristalloptik, 2. — **Bernoulli:** Photochemie, 1; Kinetische Theorie der Materie, 2. — **Flatt:** Pädagogisches Seminar, mathematisch-naturwissenschaftliche Abteilung II, 2. —

Rupe: Die Methoden der synthetischen organischen Chemie, 3; Chemisches Vollpraktikum für organische Chemie, tägl.; Chemisches Kränzchen (mit Fichter), 1 *g*. — **Fichter:** Anorganische Experimentalchemie, 6; Analytisches Halbpraktikum für Anfänger, 9; Chemisches Vollpraktikum: Anorganische und elektrochemische Übungen und Arbeiten, tägl. — **Kreis:** Chemie der Nahrungs- und Genußmittel I, 2, Übungen, 4; Arbeiten im Laboratorium für angewandte Chemie, tägl. — **Zickendraht:** Physikalische Chemie II, 1; Repetitorium der Physik, 1 *g*. —

Fueter: Differential- und Integralrechnung II, 4; Übungen zur Integralrechnung, 1 *g*; Projektive Geometrie, 4, Mathematisches Seminar (mit Spieß), 1 *g*. — **Riggenbach:** Astronomische Übungen, 2. — **Spieß:** Analytische Geometrie des Raumes, 3; Grundbegriffe der Versicherungsrechnung, 2. —

Universität Berlin.

Rubens: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 5, Mathematische Ergänzung, 1 *g*; Physikalisches Kolloquium, $1^1/_2$ *g*; Arbeiten im physikalischen Laboratorium, für Geübtere (mit Wehnelt), tägl. — **Planck:** Theoretische Physik, 4, Übungen, 1 *g*. — **Wehnelt:** Elektrizitätsleitung in Gasen, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger I und II (mit Blasius), 7, für Pharmazeuten, 3; Praktikum zur Erlangung von Handfertigkeit für das physikalische Arbeiten (mit Regener), 3. — **Hellmann:** Theoretische Meteorologie, 1; Meteorologisches

Praktikum, 2; Meteorologisches Kolloquium, 1 *g*. — **Warburg**: Kathodenstrahlen und andere elektrische Konvektionsstrahlen, 2. — **Schmidt**: Theorie der Gezeiten und Meeresströmungen, 2; Die Erde als kosmische Einheit, 1 *g*. — **Neesen**: Atmosphärische Elektrizität, Gewitter und Blitzableiter, $1^1/_2$. — **Scheiner**: Sterntemperatur, 1; Kolloquium, 1 *g*. — **Blasius**: Physikalischer Kursus für Mediziner, $3^1/_2$; Übungen im Anschluß an das physikalische Praktikum, 1 *g*. — **E. Meyer**: Technische Mechanik mit Anwendungen auf Flugzeuge, 2. — **Weinstein**: Mechanik, 3; Monismus, Dualismus, 1 *g*. — **Krigar-Menzel**: Theorie des Lichtes, 4. — **Leß**: Einführung in die Klimatologie, 1; Über die jeweiligen Witterungsvorgänge, 1 *g*. — **Börnstein**: Experimentalphysik II, 5; Physikalische Unterrichtsübungen, 4; Physikalisches Praktikum, $3^1/_2$; Physikalische Arbeiten, tägl. — **Gehrcke**: Elemente der höheren Mathematik, $1^1/_2$. — **Grüneisen**: Der Aufbau der Materie aus Atomen, 2. — **Kiebitz**: Luftelektrizität, 1. — **Hahn**: Radioaktive Probleme, 1. — **Henning**: Temperaturmessung, 1. — **v. Baeyer**: Experimentelle Strahlungslehre, 1. — **Regener**: Radioaktivität (experimentell), 1. — **Reichenheim**: Korpuskulare Strahlen der Gasentladung, 1. — **Pohl**: Die Röntgenstrahlen, 1. — **Franck**: Beziehungen zwischen Optik, Elektrizität und Magnetismus, 1. — **Eucken**: Molekularkräfte, 1. — **Scheffer**: Angewandte wissenschaftliche Photographie, 1. —

E. Fischer: Praktische Arbeiten im chemischen Universitätslaboratorium (mit Gabriel, Pschorr, Diels, Traube, Stähler, Leuchs), tägl.; Kursus für Mediziner, 6. — **Nernst**: Kinetische Theorie der Moleküle, Ionen und Elektronen, 2; Physikochemisches Kolloquium, 1 *g*; Praktische Übungen und Arbeiten im physikalisch-chemischen Laboratorium: a) anorganisch-chemisches Praktikum (mit Marckwald), tägl., b) physikochemische Übungen, 7, c) physikochemische Arbeiten (mit v. Wartenberg und Eucken), tägl. — **Wichelhaus**: Technologie für Chemiker, mit Experimenten und Exkursionen, 4, Übungen, tägl.; Technische Anleitung, tägl. — **Thoms**: Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, 4; Chemisch-analytische Übungen im Pharmazeutischen Institut (mit Lenz), tägl. — **Liebermann**: Organische Chemie II, 5; Praktische Übungen im Laboratorium, tägl. — **Pschorr**: Chemie der Alkaloide, 1. — **v. Wartenberg**: Theorie chemisch-technischer Prozesse, 1. — **Biedermann**: Sprengstoffe, 2; Künstliche Farbstoffe, 2. — **Gabriel**: Organische Experimentalchemie, 5. — **Traube**: Ausgewählte Kapitel aus der chemischen Analyse, 1. — **Fock**: Atom- und Elektronentheorie, 1; Physikalische Kristallographie, 1 *g*. — **Marckwald**: Anorganische Chemie, 5. — **Rosenheim**: Praktische Übungen in der Gas- und Maßanalyse, 4. — **v. Buchka**: Geschichte der Chemie, 2; Chemie der Nahrungsmittel, Genußmittel und Gebrauchsgegenstände, 4. — **Jacobson**: Besprechung chemischer Tagesfragen, 1. — **Emmerling**: Hydrochemie und Biologie, 1. — **R. J. Meyer**: Kolloquium über anorganische und physikalische Chemie (mit Rosenheim), $1^1/_2$ *g*; Anorganisch-chemisches Praktikum, Übungen (mit Rosenheim), tägl.; Übungen in der Experimentalchemie (mit Rosenheim), 8. — **Spiegel**: Chemische Konstitution und physiologische Wirkung, 1. — **Neuberg**: Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Biochemie, tägl.; Anleitung zur Darstellung organisch-chemischer Präparate: Organisch-chemisches Praktikum, tägl.; Tier- und pflanzenchemische Übungen, 6. — **Sachs**: Chemie der Farbstoffe, 1. — **Koppel**: Allotropie der Elemente, 1 *g*. — **Diels**: Die wichtigsten Arbeitsmethoden der organischen Chemie, 1. — **Meisenheimer**: Überblick der organischen Experimentalchemie, 3, Ergänzungen, 2; Theorie der Gärung, mit Experimenten, 1; Anorganisch- und organisch-chemisches Praktikum, tägl. — **F. Fischer**: Spezielle Elektrochemie, 2; Elektrochemisches Vollpraktikum, tägl.; Praktikum in Elektroanalyse, 1 Nachmittag. — **Byk**: Drehung der Polarisationsebene, 1. — **Großmann**: Technische Exkursionen, 2—3; Deutschlands chemische Großbetriebe, 1; Besprechung chemisch-technischer Tagesfragen, 1. — **Löb**: Physikalische Biochemie I, 1; Elektrochemie, 1; Physiologisch-chemisches Laboratorium, tägl. — **Köthner**: Periodisches System, 1. — **Stähler**: Repetitorium der anorganischen Chemie, 3. — **Houben**: Chemische Entdeckungen, 1. — **Weigert**: Physikalische Chemie, Einführung, $1^1/_2$. — **Lockemann**: Die Theorien der modernen Chemie, 1. — **Lenz**: Untersuchung von Nahrungs- und Genußmitteln, $1^1/_2$; Mikrochemische Analyse, Übungen, 2. — **Leuchs**: Chemie der Kohlenhydrate, 1. — **Pringsheim**: Alkoholische Gärung, 1. —

Schwarz: Über Raumkurven und krumme Flächen, 4; Theorie der analytischen Funktionen II, 4; Über die Gaußische hypergeometrische Reihe, 2 *g*; Mathematische Kolloquien, 14tägig, 2 *g*; Mathematisches Seminar (mit Frobenius und Schottky), 2 *g*. — **Foerster**: Geschichte der alten Astronomie, 2 *g*; Grundlehren der astronomischen Meßkunst, 1 *g*; Zur naturwissenschaftlichen Deutung des Wahren und des Schönen, 1 *g*. — **Helmert**: Gradmessungen, 1; Höhenmessungen, 1 *g*. — **Frobenius**: Theorie der Determinanten, 4. — **Schottky**: Flächen zweiter Ordnung, 4; Riemannsche Theorie, mit besonderer Berücksichtigung der Thetafunktionen von zwei und drei Veränderlichen, 4. — **Struve**: Theorie der Systeme von Jupiter und Saturn, 3; Übungen an den Instrumenten der Sternwarte, *g*. — **Cohn**: Theorie der Beobachtungsfehler, 2; Interpolation und spezielle Störungen, 2; Übungen im Seminar für wissenschaftliches Rechnen, nach Verabredung, *g*. — **Lehmann-Filhés**: Mechanik, 4, Übungen, 1 *g*. — **Hettner**: Einführung in die Theorie der gewöhnlichen Differentialgleichungen, 2. — **Knoblauch**: Anwendungen der elliptischen Funktionen, 4; Integralrechnung, 4; Ausgewählte Kapitel der analytischen Geometrie, 1 *g*. — **Marcuse**: Theorie und Handhabung geographisch-, nautisch- und aeronautisch-astronomischer Instrumente, mit Übungen und Demonstrationen, $1^1/_2$; Einführung in die astronomische Geographie und kosmische Physik, mit Lichtbildern, $1^1/_2$; Wissenschaftliche und technische Grundlagen der Luftschifffahrt, mit Lichtbildern, 1. — **Schur**: Theorie der elliptischen Funktionen, 4; Differentialrechnung, 4, Übungen, 1 *g*. — **Witt**: Theorie des Fernrohrs, 2. — **Kohlschütter**: Die Methoden zur Bestimmung der Erdgestalt, 1 *g*. — **Knopp**: Analytische Zahlentheorie, 4; Funktionentheorie, 4; Theorie der unendlichen Reihen, 1 *g*. —

Technische Hochschule Berlin.

F. Dolezalek: Experimentalphysik: Wärme, Optik, 4; Physikalische Übungen, 8; Physikalische Chemie, 2. — **Kurlbaum**: Experimentalphysik: Wärme, Optik, 4; Physikalische Übungen, 8. — **Grunmach**: Magnetische und elektrische Maßeinheiten und Meßmethoden, 2; Physikalische Maßbestimmungen und Meßinstrumente (Physikalische Übungen), 10. — **Kalischer**: Die physikalischen Grundlagen der Elektrotechnik I, 2; Elektromagnetismus und Induktion mit besonderer Berücksichtigung der Elektrotechnik, 4; Grundzüge der Elektrochemie, 2. — **Krigar-Menzel**: Allgemeine Mechanik II: Gleichgewicht und Bewegung von elastischen, festen und flüssigen Körpern, 4; Einführung in die kinetische Gastheorie, 2. — **Blasius**: Übungen in der Behandlung spezieller Aufgaben aus der praktischen Hydrodynamik, 2. — **Felgentraeger**: Maß- und Gewichtswesen II, 2; Die Meßinstrumente des Chemikers, 2. — **Glatzel**: Aufbau und Betrieb praktischer Stationen für drahtlose Telegraphie und Übungen, 1; Physikalische Grundlagen für die Konstruktion von Meßinstrumenten für Gleichstrom und Wechselstrom, 1. — **Groß**: Ausgewählte Kapitel aus der mechanischen Wärmetheorie, 2; Theorie des Galvanismus, 2; Die Erhaltung der Energie, 1. — **v. Ignatowsky**: Vektoranalysis mit Anwendungen auf die theoretische Physik, insbesondere auf die Maxwellsche Theorie der Elektrizität, 2. — **Petzoldt**: Das Relativitätsprinzip der Physik in erkenntnistheoretischem Zusammenhang, 1 *g*. — **v. Pirani**: Behandlung in der Praxis vorkommender Aufgaben aus verschiedenen Gebieten der angewandten Physik, für Anfänger, mit Demonstrationen, 1. — **Zehnder**: Angewandte Physik: Allgemeine Übersicht über technische Betriebe, mit Projektionen und Exkursionen, 2; Physikalisches Praktikum mit besonderer Berücksich-

tigung der Telegraphentechnik, 2 oder 4. — **Franke**: Elektrische Schwachstromanlagen, 2, Übungen, 4; Das Bergwerks-, Feuer- und Unfall-Meldewesen, 2. — **W. Hartmann**: Kinematische Geometrie und theoretische Kinematik, 2; Maschinengetriebe: Anwendungen der Kinematik, 2. — **Kloß**: Elektromaschinenbau I und II, 4, Übungen, 8; Übungen im elektrotechnischen Versuchsfelde, 4. — **Leist**: Technik der Kälteerzeugung, 4; Mechanik I, 4, Übungen, 2, II, 4, Übungen, 2. — **E. Meyer**: Mechanik I, 4, Übungen und Festigkeitslaboratorium, 3; Technische Physik der Verbrennungskraftmaschinen, 2. — **W. Reichel**: Elektrische Bahnen und verwandte Kraftanlagen, 2, Übungen, 4. — **N. N.**: Elektromechanik I: Einführung in die Elektrotechnik, 4, II: Hochfrequenztechnik und Theorie der Wechselstrom-Motoren, 2; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium (mit Wedding), 4 Tage. — **Strecker**: Elektrotelegraphie, 2. — **Wedding**: Übungen in Elektromechanik, 4; Elektrotechnische Meßkunde, 2; Beleuchtungstechnik, 2; Enzyklopädische Elektrotechnik mit Experimenten, 2. — **Benischke**: Allgemeine Wechselstromtechnik, 4. — **Breslauer**: Berechnung und Prüfung elektrischer Maschinen nach den in der Praxis herrschenden Gepflogenheiten, 2. — **Gerstmeyer**: Abnahmeprüfungen elektrischer Maschinen, 1. — **v. Parseval**: Aeronautische Triebwerke, 2. — **Zehme**: Elektrische Stadtschnellbahnen und Vorortsbahnen, 2. — **Kaßner**: Die Luftströmungen nach Entstehung, Messung und Ausnutzung für Hoch- und Hafenbau, See- und Luftschiffahrt, sowie für Windmotorenbau, 1. —

Hofmann: Experimentalchemie: Chemie der Metalle mit Einführung, 4; Analytische Chemie, 1; Praktische Arbeiten im anorganischen Laboratorium, tägl.; Gasanalyse, Übungen, 2. — **v. Buchka**: Chemie der Nahrungsmittel mit Berücksichtigung der Nahrungsmittel-Analyse und Bakteriologie, 4; Geschichte der Chemie, 2. — **F. Fischer**: Spezielle Elektrochemie: Gasentladungen, Elektrolyse in der chemischen Industrie, Elektrometallurgie, Galvanotechnik und Elektroanalyse, 2; Praktikum in Elektroanalyse, 2; Elektrochemisches Vollpraktikum: Physikalisch-chemische Messungen, präparative Elektrolyse, Elektrometallurgie und Gasentladungen, tägl.; Selbständige Arbeiten und Anleitung, für Fortgeschrittenere, tägl. — **Holde**: Untersuchung der Kohlenwasserstofföle und verwandter Produkte: Schmieröle, Treiböle, Leuchtöle, Paraffin, Ceresin, Asphalt usw., 2. — **Liebermann**: Organische Chemie II: Aromatische Reihe, zyklische Verbindungen, Farbstoffe, Alkaloide usw., 5; Praktische Arbeiten im organischen Laboratorium, tägl. — **Miethe**: Spektralanalyse, mit Übungen, 2; Photochemie und photomechanische Prozesse, 2; Konstruktionstypen photographisch-optischer Instrumente, 1; Praktische Arbeiten im photochemischen Laboratorium, für Photochemiker, tägl.; Photographische Übungen in den gebräuchlichen Prozessen, 16. — **Schuberg**: Konstruktionsübungen für Chemiker I, 1, Übungen, 3. — **Traube**: Thermochemie, 2; Physikalisch-chemische Übungen, 3; Kolloquium über ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie, nach Verabredung. — **Witt**: Chemische Technologie I: Technologie der Wärme und des Wassers, Technologie der anorganischen Verbindungen (Chemische Großindustrie), 4; Glas, Keramik, Apparatenkunde, 4; Praktische Arbeiten im technisch-chemischen Institut, tägl. — **Arndt**: Kolloquium über physikalische Chemie, 1; Einführung in die physikalische Chemie, 2; Technische Anwendungen der physikalischen Chemie, 1. — **Binz**: Veredlung der Textilfasern I: Die Rohfasern, Bleicherei, Merzerisation, 1. — **Börnstein**: Verbrennung und Heizung, 1. — **Byk**: Chemie der photographischen Prozesse, 1. — **Guertler**: Die heterogenen Gleichgewichte, 2. — **Hauser**: Chemie der Kolloide, 2; Einführung in die mathematische Behandlung chemischer Probleme, 2. — **Hilpert**: Theoretische Chemie in ihrer Anwendung auf die Prozesse der Hüttenkunde, 1; Kolloquium über analytische Chemie, 1. — **Hinrichsen**: Chemische Atomistik, Einführung in die theoretischen Grundanschauungen der modernen Naturwissenschaft, 1 *g*. — **Lehmann**: Die Farbenphotographie, 1. — **Simonis**: Qualitative und quantitative Analyse organischer Verbindungen, 1. — **Stavenhagen**: Einführung in die Experimentalchemie, 2. — **Ullmann**: Ausgewählte Kapitel aus der Farbenindustrie, 1. — **Voswinckel**: Terpene und Kampfer, 1. — **Wolffenstein**: Die neueren Arzneimittel und ihre Fabrikation, 2. —

Dziobek: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2. — **Haentzschel**: Elemente der Mechanik, 4. — **Hettner**: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2; Differentialgleichungen, 2. — **Jolles**: Darstellende Geometrie II, 4, Übungen, 4. — **Lampe**: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2; Bestimmte Integrale und Differentialgleichungen, 2. — **Scheffers**: Darstellende Geometrie II, 5, Übungen, 5. — **Wallenberg**: Ausgewählte Kapitel der Elementarmathematik, 2; Funktionentheorie II, 2; Variationsrechnung, 2. — **Fuchs**: Gewöhnliche lineare Differentialgleichungen, 2. — **Lichtenstein**: Darstellende Geometrie I, 5, Übungen, 5. — **Salkowski**: Repetitorium der darstellenden Geometrie, 2, Übungen, 2. — **Werner**: Niedere Geodäsie, 4 und 2; Geodätisches Praktikum II, 2; Praktische Übungen im Feldmessen, 4; Planzeichnen, Übungen, 2; Höhere Geodäsie, 2. —

Universität Bern.

Forster: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik, Akustik, Optik, 6; Wärmelehre (Schluß), 1 *g*; Repetitorium der Physik, 2; Physikalisches Praktikum, 4; Theoretisch-praktischer Kurs der Photographie, 2. — **Gruner**: Thermodynamik, 4; Anwendungen Besselscher Funktionen in der Physik, 2; Seminar für theoretische Physik, nach Verabredung. — **Blattner**: Lösung von Aufgaben aus dem Gebiete der angewandten Elektrotechnik, 1. — **Luterbacher**: Die Elemente der Meteorologie und ihre Beobachtung, 1. —

Kohlschütter: Anorganisch-chemisches Praktikum, tägl.; Spezielle Chemie metallischer Elemente, 3; Physikalische Chemie, 2; Chemisches Praktikum für Mediziner, 8. — **Mai**: Repetitorium der anorganischen Chemie für Mediziner und Lehramtskandidaten, 2. — **Ephraim**: Analytische Chemie, 3; Repetitorium der anorganischen Chemie, für Chemiker, 2; Übungen in der Gasanalyse, 3. — **Tambor**: Organische Chemie I, 6; Repetitorium der organischen Chemie I, 1; Organisch-chemisches Praktikum, tägl. — **Woker**: Arbeiten im Laboratorium für physikalisch-chemische Biologie für Anfänger und Vorgerückte, Ganz- und Halbpraktikum, nach Verabredung; Kurs für die physikalisch-chemische Untersuchung der Körperflüssigkeiten: Harn, Blut, Milch usw., 1 Nachmittag; Physikalisch-chemische Biologie, 2; Kolloquium über Probleme der physikalisch-chemischen Biologie, 1; Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiet der Katalyse, einschließlich der Lehre von den Fermenten, 1. — **Schaffer**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel I, 2; Technologie der Lebensmittelgewerbe, nach Verabredung. —

Graf: Kugelfunktionen II, mit Repetition, 3; Besselsche Funktionen II, mit Repetition, 3; Bestimmte Integrale mit Repetition, 3; Differentialgleichungen II, 2; Funktionentheorie II, 2; Renten- und Versicherungswesen II, 2; Mathematisches Seminar (mit Huber), 1½. — **Ott**: Algebraische Analysis I, 2; Differentialrechnung, 2; Analytische Geometrie der Ebene I, 2; Goniometrie und ebene Trigonometrie, 2; Mathematische Übungen, 2. — **Huber**: Bahnbestimmung der Planeten und Kometen, 2; Theorie der algebraischen Flächen, 3; Theorie und Anwendung der elliptischen Integrale, 2; Mathematisches Seminar, geometrische Richtung (mit Graf), 1. — **Mauderli**: Bau und siderischer Inhalt unseres Sternsystems mit Projektionen, 1 *g*; Die Figur der Erde, deren Vermessung und Rotation, 1. — **Benteli**: Elemente der darstellenden Geometrie, 4; Praktische Geometrie, Übungen auf dem Terrain, 3. — **Crelier**: Geometrie der Bewegung, 2; Mehrdimensionale Geometrie, 2; Repetitorium der synthetischen Geometrie, 1. — **Moser**: Versicherungslehre: Lebensversicherung, nach Verabredung; Mathematisch-versicherungs-

wissenschaftliches Seminar, 1—2. — **Bohren**: Methode der kleinsten Quadrate, 1; Variationsrechnung, 1. —

Universität Bonn.

Kayser: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, Optik, 5; Laboratorium für Anfänger, 8, für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Pflüger**: Theorie der Wärme, 4, Übungen, 1 *g*. — **Bucherer**: Einleitung in die mathematische Physik, 2. — **Eversheim**: Interferenzspektroskopie, 1; Elektrische Meßmethoden, 1; Grundzüge der Elektrotechnik, 1 *g*. — **Grebe**: Radioaktivität, 2; Physikalisches Praktikum für Mediziner und Biologen, 2. —

Anschütz: Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 6; Kolloquium über neuere Arbeiten auf dem Gebiete der Chemie, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene, sowie für Nahrungsmittelchemiker (mit Rimbach, Frerichs und Kippenberger), tägl., für Mediziner (mit Rimbach), tägl. außer Sonnabend. — **Rimbach**: Physikalische Chemie II: Elektrochemie, 2; Grundzüge der Thermochemie, 1 *g*; Analytische Chemie II: Maß-, Gas- und Elektroanalyse, 2; Übungen in physikalisch-chemischen Meßmethoden, 3 *g*; Gasanalytische Übungen (mit Gewecke), 3 *g*. — **Frerichs**: Pharmazeutische Chemie II (organisch), 3, III: Zyklische Verbindungen, 1 *g*; Arzneimittelprüfung, 1; Übungen im Sterilisieren von Arzneimitteln, 1. — **Kippenberger**: Grundzüge der Nahrungsmittelchemie, 2; Chemische Technologie, organischer Teil (ausschließlich der Farbstoffchemie), mit Exkursionen, 2; Besprechung technisch-chemischer Betriebskontrollen, 1 *g*; Einführung in die chemische Großtechnik II: Organisch-chemische Betriebe, mit Exkursionen, 1. — **Laar**: Wissenschaftlich-photographisches Praktikum, tägl. — **Mannheim**: Chemie der Drogen und Pflanzenstoffe, 2; Übungen in Wasser- und Harnanalyse, tägl. *g*. — **Meerwein**: Über Teerfarbstoffe, 2. — **Gewecke**: Polarimetrie und Refraktometrie und ihre Anwendungen in der Chemie, 1; Übungen in Unterrichtsversuchen, für Lehramtskandidaten, 2 *g*. —

Study: Elemente der Differential- und Integralrechnung, 4; Übungen zur Differential- und Integralrechnung, 1; Über Quaternionen und verwandte Rechnungsarten, 2; Vortragsübungen im mathematischen Oberseminar, 14tägig, 2 *g*. — **London**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 1 *g*; Analytische Geometrie II: Projektive Geometrie, 3. — **Hausdorff**: Mengenlehre, 2; Elliptische Funktionen, 4; Mathematisches Seminar: Mittelstufe (mit O. Müller), *g*. — **C. Müller**: Einführung in die Geodäsie mit Übungen, 2 *g*. — **O. Müller**: Zahlentheorie, 3. — **Küstner**: Theorie und Praxis der astronomischen Instrumente, 3; Astronomisches Kolloquium, 1 *g*; Praktische Übungen im astronomischen Beobachten (mit Mönnichmeyer), nach Verabredung. — **Mönnichmeyer**: Geographische Ortsbestimmungen, 2 *g*. —

Technische Hochschule Braunschweig.

Diesselhorst: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Thermodynamik, 2, Übungen, 1; Physikalisches Praktikum I und II; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*; Theorie der Wechselströme, 1. — **Bergwitz**: Physik des Kosmos, 2. — **Witte**: Die erkenntnistheoretischen Grundlagen der Naturwissenschaft, 1. — **Peukert**: Elektrotechnik, 4; Elektromotoren, 2; Grundzüge der Elektrochemie, 2; Elektrotechnisches Praktikum, 9; Arbeiten im elektrotechnischen Laboratorium, 9. — **Brünig**: Elektrotechnische Konstruktionen, 2, Übungen, 2. — **Mosler**: Telegraphie und Telephonie, 2; Einführung in die Automobiltechnik, 1. — **Limmer**: Photographische und farbenphotographische Übungen, 4; Einführung in die allgemeine Photographie, 2 *g*; Farbenphotographische Übungen, 1. —

Meyer: Organische Experimentalchemie, 6; Chemische Technologie der Faserstoffe, 1; Arbeiten im chemischen Laboratorium; Chemisches Kolloquium (mit Freundlich), nach Verabredung, *g*. — **Biehringer**: Analytische Chemie, 2; Chemisch-technische Rechnungen, 1; Heizstoffe und Kesselspeisewasser, 2, Übungen, 1. — **Freundlich**: Elektrochemie, 2; Chemische Technologie I, 4; Arbeiten im Laboratorium für physikalische Chemie und Elektrochemie. — **Reinke**: Chemische Technologie II, 2: Technische Herstellung der Zuckerarten, 4; Chemisch-technische Analyse II für Zucker-, Stärke-, Gärungs- und Molkereitechnik, 2; Enzyme, 2; Arbeiten im Laboratorium für chemische Technologie II und landwirtschaftlich-chemische Gewerbe; Seminaristische Übungen auf dem Gebiete der chemischen Technologie II, monatlich 2 *g*. — **Beckurts**: Abwässerreinigung, 1; Wasser- und Harnuntersuchung, 1; Pharmazeutische Chemie, 4; Arbeiten im Laboratorium für pharmazeutische Chemie und Nahrungsmittelchemie, nach Verabredung. — **Troeger**: Analytische Chemie, 2; Repetitorium der anorganischen und organischen Chemie, 2; Gasanalyse, 1. —

Fricke: Analytische Geometrie und Algebra, 2; Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Funktionentheorie, 2; Theorie der Fourierschen Reihen, 2. — **Timerding**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 6; Einführung in die höhere Mathematik, 3, Übungen, 1. — **Wernicke**: Statik starrer und elastisch-fester Körper, 4, Übungen, 2. — **Schlink**: Technische Mechanik I: Statik, 6, Übungen und Repetitionen, 3, III: Hydraulik, 4, Übungen und Repetitionen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Theorie der Konstruktionen, 1. — **Näbauer**: Geodäsie II, 3, Übungen, 1; Grundzüge der sphärischen Astronomie (direkte astronomische Bestimmung der geographischen Koordinaten und des Azimuts), 2, Übungen, 2; Vermessungsübungen I, 5, II, 9; Planzeichnen, 2. —

Universität Breslau.

Lummer: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Kolloquium (mit Pringsheim und Schaefer), 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Geübtere (mit Pringsheim und Schaefer), tägl., für Anfänger (mit Schaefer, Waetzmann und Ladenburg), 3, für Mediziner und für Pharmazeuten (mit Ladenburg), 3. — **Pringsheim**: Mechanik deformierbarer Körper: Elastizitätslehre, Hydromechanik, Akustik, 4; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Schaefer**: Theorie der Wärme, 4; Sichtbares und unsichtbares Licht, 1. — **Waetzmann**: Einführung in die theoretische Physik, Elektrizität und Optik, 2; Potentialtheorie, 2. — **Ladenburg**: Theorie der schwarzen Strahlung, 2. — **von dem Borne**: Grundzüge der Meteorologie, 1 *g*; Meteorologische Übungen und Besprechungen, nach Verabredung, *g*; Luftelektrizität und Erdmagnetismus, 2. — **Riesenfeld**: Praktikum der Photographie, 2; Die Photographie und ihre Technik, 1 *g*. —

Gadamer: Anorganische Experimentalchemie, mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, 6; Prüfung der Arzneimittel, 1 *g*; Praktisch-chemische Übungen, mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, der forensischen Chemie und der Nahrungsmittelchemie, tägl.; Kleines chemisches Praktikum, 6. — **Biltz**: Unorganische Experimentalchemie, 6; Chemische Referate für Vorgeschrittenere (mit v. Braun, Meyer und Sackur), 14tägig, 2 *g*; Chemisches Praktikum (in der unorganischen Abteilung mit v. Braun), tägl., für Mediziner (mit Meyer), 4, für Landwirte, 4. — **Schenck**: Physikalische Chemie II: Elektrochemie und Photochemie, 2; Chemie der Kolloide, mit Demonstrationen, 1 *g*; Großes physikochemisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl.; Übungen in physikalischer Chemie und Elektrochemie für Anfänger, 4. — **Ehrlich**: Die technische Verarbeitung und Verwertung der Milch: Molkerei usw., 1; Landwirtschaftliche Technologie II: Die Gärungsindustrien (Brennerei und Brauerei), 2; Die Enzyme und ihre Bedeutung für das Pflanzen- und Tierleben, 1 *g*; Praktische Übungen und Untersuchungen auf dem Gebiete der Zucker-, Brennerei- und Brauereitechnik, 4; Chemische, biochemische und technische Arbeiten im landwirtschaftlich-technologischen Institut, für Anfänger und Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend; Grundzüge der organischen Chemie für Landwirte, 2. — **v. Braun**: Analytische

Chemie II, 1; Besprechung wissenschaftlicher Arbeiten, für Vorgeschrittenere, 1 *g.* — **Herz**: Einführung in die physikalische Chemie, 2; Die physikalisch-chemischen Grundlagen der analytischen Chemie, 2; Grundlagen der Maßanalyse, 1; Anwendungen der Maßanalyse, mit besonderer Berücksichtigung des Deutschen Arzneibuches, 1; Besprechungen zur qualitativen Analyse, 1 *g.* — **Meyer**: Physikalische Chemie I, 2; Einführung in die Thermochemie und Thermodynamik, 1; Physikalisch-chemisches Kolloquium (mit Sackur), 1 *g.* — **Sackur**: Kinetische und thermodynamische Theorie der Gase und Flüssigkeiten, 2; Einführung in die Chemie für Zahnärzte, 2; Kleines physikalisch-chemisches Praktikum, 3. — **Fischer**: Physikalische Chemie für Mediziner, 2; Handfertigkeitspraktikum, 3. —

Kneser: Differentialrechnung, 4, Übungen, 2; Übungen des Seminars über Integralgleichungen, 2 *g.* — **Schnee**: Determinantentheorie, 2; Algebra, 4. — **Sturm**: Analytische Geometrie des Raumes, 4; Liniengeometrie, 2. — **Schmidt**: Bestimmte Integrale und Elemente der Differentialgleichungen, 4; Theorie der reellen Funktionen, 2; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 2 *g.* — **Franz**: Mechanik des Himmels I: Translation, 4; Numerische Integration und spezielle Störungen der Himmelskörper, 2 *g*; Kleines astronomisches Praktikum für Anfänger, 2; Astronomisches Praktikum für Vorgerückte, tägl. —

Technische Hochschule Breslau.

Lummer: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum, 3. — **von dem Borne**: Theorie der Flugzeuge, 2; Aeronautische und meteorologische Übungen, 2; Grundzüge der Meteorologie, 1; Physik der Erdfeste, 2. — **Hilpert**: Elektrotechnik I, 4; Elektromaschinenbau II, 2; Apparatebau, 2; Übungen im Elektromaschinen- und Apparatebau, 4; Elektrotechnisches Laboratorium I, 4, II, 6, III, 8. — **Euler**: Elektrotechnische Meßkunde, 2; Elektrische Kraftanlagen, 2, Übungen, 4. — **Große-Leege**: Telegraphie und Telephonie, 2. —

Schenck: Physikalische Chemie I und II, 2; Anorganische Technologie I und II, 2; Physikalisch-chemisches Praktikum für Fortgeschrittenere, tägl.; Übungen in physikalischer Chemie und Elektrochemie, 4; Chemisches Kolloquium (mit Semmler und Stock), 14tägig, 2 *g.* — **Semmler**: Großes organisch-chemisches Praktikum, tägl.; Kleines organisch-chemisches Praktikum, 10; Organische Experimentalchemie, 4; Abriß der organischen Chemie, 2. — **Stock**: Anorganisch-chemisches Praktikum, tägl.; Analytische Chemie, 3. — **Nauß**: Einführung in die Gastechnik, 1. — **Lüty**: Technologie der Säuren: Schwefelsäure, Salzsäure, Salpetersäure, 2. —

Carathéodory: Höhere Mathematik, 4, Übungen, 2; Mathematische Behandlung technischer Probleme, 4. — **Hessenberg**: Darstellende Geometrie, 2, Übungen, 4; Analytische Geometrie, 3; Ausgewählte Kapitel der Geometrie und ihrer Anwendungen, nach Verabredung. — **Steinitz**: Höhere Mathematik, 2, Übungen, 4; Vektoranalysis, 2. —

Technische Hochschule Brünn.

Jaumann: Allgemeine und technische Physik, $3^1/_2$; Theoretische Physik, $1^1/_2$; Physikalisches Praktikum (mit Lohr), 3. — **Szarvassi**: Grundzüge der Physik, 3; Meteorologie und Klimatologie, 3. — **Lohr**: Ausgewählte, insbesondere technisch wichtige Kapitel der Wärmelehre, 2; Photographische Optik (Fortsetzung), 1. — **Zickler**: Elektrotechnische Messungen, 2; Elektrische Beleuchtungsanlagen, 3; Elektrotechnisches Praktikum I, für Anfänger, 4, III, für Elektrotechniker (mit Niethammer), 8, Ausarbeitungen, 8. — **Niethammer**: Bau elektrischer Maschinen I, 3; Projektierung elektrischer Anlagen, einschließlich elektrischer Arbeitsübertragung, 2; Elektrische Bahnen, 1; Elektrotechnische Konstruktionsübungen I, 2, II, 8. —

Frenzel: Analytische Chemie I (allgemeiner Teil), 2; Elektrochemie II: Anwendungen, 2; Elektrochemisches Praktikum, 3; Physikalische Chemie, 3; Chemische Übungen I, 10, II, 20. — **Hönig**: Organische Chemie, 6; Chemische Übungen III, 12; Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 3; Technische Warenkunde der nicht organisierten Rohstoffe, 2. — **Knöpfer**: Synthese organischer Verbindungen, 2. — **Donath**: Chemische Technologie anorganischer Stoffe I, 3, II, 3; Chemische Technologie organischer Stoffe I, 3; Chemische Technologie III: Anleitung zu chemisch-technischen Untersuchungen, 2; Übungen im Laboratorium für chemische Technologie I, 20. — **Ulrich**: Chemische Technologie organischer Stoffe II, 3; Ausgewählte Kapitel aus der Chemie der aromatischen Verbindungen, 1; Übungen im Laboratorium für chemische Technologie II, insbesondere der Farb- und Faserstoffe, 16; Spezielle chemische Technologie der Farbstoffe, $1^1/_2$; Spezielle chemische Technologie der Faserstoffe, $1^1/_2$. — **Margosches**: Chemische Technologie der organischen Kolloide, 2; Chemische Technologie der Fette, Mineralöle und Asphalte, 1; Technische Untersuchungsmethoden auf dem Gebiete der Fett- und Mineralölindustrie, 1, Übungen, 4. — **Weinreb**: Spezielle Färberei und Zeugdruckerei, 2, mit Übungen. —

Waelsch: Mathematik I, 2, Korrepetitionen, 1; Darstellende Geometrie und konstruktives Zeichnen, 5, Übungen, 6. — **N. N.**: Mathematik II 1, 3, Korrepetitionen, 1; Elemente der höheren Mathematik für Chemiker, 4, Korrepetitionen, 1. — **Tietze**: Mathematische Näherungsmethoden, 4; Elliptische Integrale, 2. — **Benze**: Wahrscheinlichkeitsrechnung II, mit Anwendungen, 3; Mathematische Statistik, 2. — **Fanta**: Versicherungsmathematik I, 2, Übungen 1, II, 2, Übungen, 1; Mathematik und deren Anwendung im Versicherungswesen, 1. — **Dell**: Technisches Zeichnen II, 6; Skizzierübungen an technischen Objekten, 3. — **Löschner**: Technisches Zeichnen II: Situationszeichnen, 2; Situationszeichnen: Plan- und Terrainzeichnen, 4; Niedere Geodäsie, 2; Vermessungsübungen, 12; Sphärische Astronomie, 3. — **Musil**: Technisches Zeichnen: Maschinenzeichnen, 6. — **Steiner**: Elemente der niederen Geodäsie, 2, Übungen, 3. —

Technische Hochschule Danzig.

Zenneck: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, 4; Kleines physikalisches Praktikum, 8; Großes physikalisches Praktikum, tägl. — **Kalähne**: Einführung in das physikalische Praktikum: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 1; Theoretische Ergänzungen zur Experimentalphysik, 2; Photographie und photographische Reproduktionsverfahren, 1, Übungen, 3; Arbeiten im photographischen Laboratorium für Fortgeschrittene, 3. — **Roeßler**: Elektrotechnik I, 4, II, 2; Elektrotechnisches Laboratorium I, 4, II und III, 9; Projektierung elektrischer Anlagen, Übungen, 4; Berechnung und Entwurf elektrischer Maschinen (mit Roth), 1, Übungen, 4. — **Grix**: Elektrische Bahnen, 2, Übungen, 4; Berechnung elektrischer Leitungsnetze, 2. — **Roth**: Elektrotechnische Meßkunde, 2. —

Ruff: Anorganisch-chemische Technologie I, 3, II, 3, III: Technische Elektrochemie, 1; Chemisches Kolloquium, für Fortgeschrittene, 2 *g*; Praktikum im anorganisch-chemischen und elektrochemischen Laboratorium, tägl. — **Wohl**: Organische Experimentalchemie II: Chemie der zyklischen Verbindungen, 2; Organisch-chemische Technologie I, 3; Chemisches Kolloquium, für Fortgeschrittene, 2 *g*; Untersuchung von Heizstoffen und Gasanalyse, Übungen, 3; Praktikum im organisch-chemischen Laboratorium und Laboratorium für landwirtschaftliche Gewerbe, tägl. — **Krüger**: Physikalische Chemie II: Thermodynamik chemischer Prozesse, Elektrochemie, Photochemie, 3; Kleines physikalisch-chemisches Praktikum I und II, 4; Großes physikalisch-chemisches Praktikum, tägl. — **Plato**: Qualitative chemische Analyse, 2. — **Glimm**: Gerichtliche Chemie, 1; Technologie des Wassers, 1; Praktikum für Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel und Gärungsphysiologisches Praktikum, tägl.; Mikroskopische Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel, Übungen, 3; Kurse für Gärungsgewerbe, mehrere Wochen. — **Jellinek**: Angewandte physikalische Chemie I und II, 2. —

v. Mangoldt: Höhere Mathematik II, 2, Übungen, 1; Einführung in die höhere Mathematik, 5. — **Lorenz**: Ein-

führung in die Mechanik, 4, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Mechanik, 2 *g*. — **Schilling**: Darstellende Geometrie, 3, Übungen, 4; Graphische Statik, 2, Übungen, 3. — **Sommer**: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 1; Unendliche Reihen, 2. — **Pfeiffer**: Projektive Geometrie, 3. — **v. Brunn**: Himmelsmechanik I, 2. — **Pröll**: Anleitung zur Behandlung mechanischer Aufgaben, 1, Übungen, 2; Grundzüge der Mechanik: Elementarmechanik, 2; Besondere Probleme der Flugtechnik, 2. — **Eggert**: Geodäsie I, 2, II, 2; Praktische Übungen im Feldmessen, 4; Geodätisches Praktikum I und II, 2; Geographische Ortsbestimmung, 2. —

Technische Hochschule Darmstadt.

Schering: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrostatik, Elektrische Ströme, 5; Physikalisches Praktikum (mit Zeißig), 4 Nachmittage; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik (mit Zeißig), nach Verabredung; Theoretische Elektrizitätslehre, 2. — **Zeißig**: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrostatik, Elektrische Ströme, 4, Repetitorium, 1. — **Meisel**: Theorie der optischen Instrumente II, 2; Populäre Astronomie, 2. — **N. N.**: Photographische Übungen mit einleitenden Vorträgen, 2. — **Kittler**: Allgemeine Elektrotechnik II: Gleich- und Wechselstromtechnik, Theoretischer Teil, 4, Übungen (mit Petersen), 2; Selbständige Arbeiten für vorgeschrittenere Studierende (Praktikum III), nach Verabredung. — **Wirtz**: Allgemeine Elektrotechnik I: Elemente der Elektrotechnik, 3; Elektrotechnische Meßkunde I: Elektrotechnische Meßinstrumente und Meßmethoden, 2; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium (mit Sengel), 4 halbe Tage; Grundzüge der Telegraphie und Telephonie, 2; Radiotelegraphisches Praktikum, $^1/_2$ Tag. — **Sengel**: Konstruktion elektrischer Maschinen und Apparate, 3, Übungen, 3; Elektrische Licht- und Kraftanlagen, 2, Übungen, 2; Grundzüge der Elektrotechnik, 2. — **Petersen**: Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der Gleichstrom- und Wechselstromtechnik, 1; Grundzüge der Hochspannungstechnik, 1. — **Goldschmidt**: Elektrischer Antrieb von Hebemaschinen und industrielle elektrische Betriebe, 2; Referate aus elektrotechnischen Fachblättern, Kolloquium, 1 *g*. —

Wöhler: Spezielle anorganische Chemie, 4; Theoretische Chemie II, 2; Chemisches Praktikum (mit Heyl, Kolb und D'Ans), tägl. außer Sonnabend. — **Kolb**: Grundzüge der Chemie, 4; Agrikulturchemie, 1; Analytische Chemie I, 2; Methoden der organischen Analyse, 1; Kolloquium über anorganische Chemie, 1. — **Finger**: Ausgewählte Kapitel aus der organischen Chemie, 2; Teerfarbstoffe, 4; Praktikum im Laboratorium für organische Chemie, tägl. außer Sonnabend; Färberei-Praktikum, nach Verabredung. — **N. N.**: Organisch-chemisches Praktikum, nach Verabredung; Papier-Färberei-Praktikum, nach Verabredung. — **Heyl**: Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, 2; Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, Repetitorium, 1; Ausmittelung der Gifte, 1. — **Dieffenbach**: Elektrochemie, 2; Chemische Technologie, 2; Metallurgie, 2; Chemisches, chemisch-technisches und elektrochemisches Praktikum (mit Neumann und Moldenhauer), tägl. außer Sonnabend. — **Neumann**: Metallurgische und chemisch-technische Berechnungen, 1; Hüttenmännische Probierkunst, mit Übungen, 2. — **Moldenhauer**: Elektrochemische Übungen, 4; Anwendung der physikalischen Chemie auf chemisch-technische Prozesse, 1; Die Methoden der chemisch-technischen Analyse, 1. — **Vaubel**: Theoretische Chemie II, 2, Übungen, 3; Stöchiometrische Berechnungen, 1; Die maschinellen Hilfsmittel der chemischen Technik, $1^1/_2$; Photochemie, 1. — **D'Ans**: Ausgewählte Kapitel aus der allgemeinen Chemie, 2; Chemie in Mineralogie und Geologie, 1. — **Sonne**: Chemisch-technische Untersuchung von Explosivstoffen, 1. — **Weller**: Untersuchen von Nahrungsmitteln, Genußmitteln und Gebrauchsgegenständen, 1, Übungen, 8. —

Graefe: Repetitorium der Elementar-Mathematik, 3, Übungen, 2; Höhere Mathematik, 3, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der höheren Mathematik, 2. — **Horn**: Höhere Mathematik I, einschließlich Elemente der höheren Algebra, 5, Übungen, 3; Bestimmte Integrale, 2, Übungen, 1; Äußere Ballistik, 3. — **Dingeldey**: Höhere Mathematik I, einschließlich Elemente der höheren Algebra, 6, Übungen, 3; Höhere Mathematik II, 2, Übungen, 1. — **Schleiermacher**: Mechanische Quadratur, 2; Politische Arithmetik, 2. — **Wiener**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6; Projektive Geometrie, 2—3; Arbeiten im mathematischen Institut (mit Gay), 3. — **Müller**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6; Ausgewählte Kapitel aus der höheren analytischen Geometrie, 2, auch 3. — **Hohenner**: Geodäsie, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Geodäsie, 2; Geodätische Übungen I, 8, II, 4; Ausarbeitung der geodätischen Vermessungen A, 4, B, 2; Geodätische Übungen B, 4. — **Gasser**: Aeronautik, 2; Katastertechnische Berechnungen, 1 *g*. — **Henneberg**: Technische Mechanik, 3, Übungen (mit Graefe), 2; Mechanik I, 6; Ausgewählte Kapitel der Dynamik, 1; Reine Kinematik, 2. — **Pfarr**: Hydraulik, 2, Übungen, 1. — **Blaeß**: Ausgewählte Abschnitte aus der technischen Mechanik, 2. —

Technische Hochschule Dresden.

Hallwachs: Experimentalphysik II: Elektrizität II, Optik 5; Physikalisches Praktikum I, 6 oder 3, II, einschließlich Laboratoriumstechnik, für Fortgeschrittene, 9; Praktikum für größere physikalische Arbeiten, 20. — **Toepler**: Theoretische Physik III: Elektrizität und Magnetismus (Maxwellsche Theorie, Elektron), 3, Übungen, 1. — **Dember**: Gasionen, Elektronen und Röntgenstrahlen, 1. — **Görges**: Allgemeine Elektrotechnik I, 3; Theorie des Wechselstromes I, 4; Elektrotechnisches Praktikum für Anfänger, 4; Elektrotechnische Übungen für Geübtere, 8; Größere elektrotechnische Spezialarbeiten, Übungen, 20. — **Kübler**: Elektromaschinenbau I, 2, III, 2; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 12 und 4. — **Barkhausen**: Theorie der Leitungen mit Berücksichtigung der Überspannungen und Schaltvorgänge, 2; Drahtlose Telegraphie, 1; Praktikum für Schwachstromtechnik, insbesondere drahtlose Telegraphie II, 2. — **Möllering**: Eisenbahnsignalwesen, 3. —

v. Meyer: Organisch-technische Chemie, 3; Synthetische Methoden der organischen Chemie, 1; Organisch-chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend. — **Foerster**: Experimentalchemie (anorganische), 6; Anorganisch-chemisches Praktikum: Qualitative Analyse, 12, Quantitative Analyse, technische Titriermethoden, Gasanalyse, ganztägig, tägl. außer Sonnabend; Anorganisch-chemisches Praktikum (für Mathematiker und Physiker), 4. — **Luther**: Photochemie, 2; Photographisches Praktikum, für Anfänger und Vorgeschrittene, 4 und 8; Selbständige Arbeiten im wissenschaftlich-photographischen Institut, ganz- und halbtägig. — **Bucherer**: Chemie und chemische Technologie der organischen Farbstoffe, 5; Übungen auf dem Gebiete des Patentwesens, 1 *g*; Praktikum für Farbenchemie, 12; Praktikum für Farbenchemie bezw. für Färbereitechnik, halbtägig, tägl. außer Sonnabend, größere Arbeiten, ganztägig, tägl. außer Sonnabend. — **Erich Müller**: Physikalische Chemie I, zugleich Einführung in die Elektrochemie, 3; Praktikum für Elektrochemie, 12; Praktikum für größere Arbeiten auf dem Gebiete der Elektrochemie und physikalischen Chemie, ganztägig, tägl. außer Sonnabend. — **Renk**: Genußmittel und Gebrauchsgegenstände (Fortsetzung), 1; Gewerbehygiene, 2; Übungen im Untersuchen von Nahrungs- und Genußmitteln, ganztägig, tägl. außer Sonnabend; Praktikum für Nahrungsmittelchemiker, halbtägig, tägl. außer Sonnabend; Hygienisches Praktikum, ganz- oder halbtägig, tägl. außer Sonnabend. — **Lottermoser**: Experimentalchemie der Kolloide, 1. — **v. Walther**: Organisch-chemische Arbeitsmethoden, 1; Theoretische Einzelkapitel, 1. — **Dietz**: Die chemische Technologie der Mörtel und Zemente, 1; Die chemische Technologie des Glases, 1. — **König**: Beziehungen zwischen chemischer Konstitution und optischen Eigenschaften, 1. — **Thiele**: Erzeugung von Licht, 1. —

Helm: Höhere Mathematik I, 5, Übungen, 2; Analytische Mechanik, 3; Versicherungstechnisches Seminar, 1, Übungen, 2 *g*. — **Krause**: Höhere Mathematik III, 3;

Seminaristische Übungen, 14 tägig (mit Naetsch), 1; Theorie der unendlichen Prozesse, 4; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Ludwig**: Darstellende Geometrie I, 3, Übungen, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Geometrie der Bewegung, 2; Einführung in die Theorie der Integralgleichungen, 2. — **Naetsch**: Sphärische Trigonometrie, 2; Analytische Geometrie der Kegelschnitte, 3. — **Heger**: Raumakustik, 1. — **Nusselt**: Die Theorie des Aeroplanes, 2. — **Pattenhausen**: Methode der kleinsten Quadrate, Seminaristische Übungen, 2; Höhere Geodäsie I, 2, Seminaristische Übungen, 1; Sphärische Astronomie I, 2, Seminaristische Übungen, 1; Vorübungen zum Planzeichnen für Vermessungsingenieure (Schriftzeichnen), 2; Planzeichnen II, Übungen, 2 und 4; Skizzieren geodätischer Instrumente, Übungen, 2; Triangulierungsübungen, 4; Geodätisches Praktikum I, 4, II, 4, für Architekten, 4; Größere Terrainaufnahmen, 2 Wochen. —

Universität Erlangen.

Wiedemann: Experimentalphysik II: Wärme, Akustik, Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 2; Physikalisches Halbpraktikum, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Vollpraktikum, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Kolloquium (mit Reiger und Würschmidt), 1 *g*. — **Reiger**: Theoretische Physik II, 4; Praktische Übungen zur Elektrizitätslehre, mit besonderer Berücksichtigung der Aufgaben der Elektrotechnik, 2. — **Würschmidt**: Vermessungsübungen, 3. —

O. Fischer: Organische Experimentalchemie, 5; Praktische Übungen im Chemischen Laboratorium (mit Busch): a) Analytisch-chemische Übungen, tägl. außer Sonnabend, b) Vollpraktikum, tägl. außer Sonnabend; Praktikum für Mediziner, 4. — **Busch**: Qualitative und quantitative chemische Analyse II: Metalloide, 2; Technische Chemie: Anorganische Großindustrie mit Exkursionen, 2. — **Henrich**: Die wichtigsten Darstellungsmethoden und Synthesen der organischen Chemie, 2; Darstellung organischer Präparate auf elektrochemischem Wege, 2; Anleitung zur Ausführung selbständiger wissenschaftlicher Untersuchungen, tägl. *g*. — **N. N.**: Chemisches Seminar für Chemiker und Pharmazeuten, 2; Spezielle anorganische Chemie mit besonderer Berücksichtigung der physikalischen Chemie, 2; Photographie, 1; Übungen im Halten von Experimentalvorträgen, für Lehramtskandidaten, 1 *g*; Photographische Exkursionen, 1 Vormittag *g*. —

Noether: Analytische Geometrie des Raumes, 4, Übungen, *g*; Differentialgeometrie, 4; Mathematisch-Physikalisches Seminar (mit E. Fischer), *g*. — **E. Fischer**: Differential- und Integralrechnung II, 4, Übungen, *g*; Determinanten und quadratische Formen, 4. — **Baldus**: Darstellende Geometrie II, 2, Übungen, 2 *g*; Sphärische Trigonometrie, 1: Elementare Versicherungsmathematik II, für Juristen, 1, Übungen, 1; Versicherungsmathematik für Mathematiker, 2, Übungen, 1. —

Physikalischer Verein Frankfurt a. M.

Wachsmuth: Experimentalphysik: Elektrizitätslehre II, 1; Ausgewählte Kapitel der Optik, 1; Physikalisches Kolloquium, 14 tägig, $1^1/_2$; Kleines physikalisches Praktikum: a) Einführung in die Experimentalphysik, b) Einführung in die Meßmethoden, 8; Physikalisches Vollpraktikum für Fortgeschrittene: Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Déguisne**: Einführung in die Elektrotechnik II: Wechselstrom, 2; Kleines elektrotechnisches Praktikum I: Meßtechnik und Photometrie, 4, II: Maschinen und Transformatoren, 4; Großes elektrotechnisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl. — **Linke**: Die Erforschung der höheren Luftschichten: Aerologie, 2; Geophysikalische Übungen, 2. — **Seddig**: Praktikum für wissenschaftliche Photographie, 8; Die Methoden der Temperatur- und Wärmemessung, 1. — **Mayer**: Atom und Molekül, 1. —

Freund: Anorganische Experimentalchemie mit besonderer Berücksichtigung der Technologie II: Metalle, 2; Kleines chemisches Praktikum: Darstellung chemischer Präparate, Einführung in die qualitative und quantitative Analyse, Nahrungsmittelanalyse, 8; Großes chemisches Praktikum, tägl.; Einführung in das Praktikum der qualitativen und quantitativen Analyse (mit Speyer), 2; Färberei-chemisches Praktikum (mit Mayer), 2. — **Lorenz**: Physikalische Metallurgie, die Lehre von den Eigenschaften der Materie im metallischen Zustande, 1; Chemische Kinetik und Katalyse in mathematischer Behandlung, 1; Kleines Praktikum der physikalischen Chemie und Elektrochemie, 2 Tage, Großes Praktikum, tägl. — **Becker**: Angewandte Chemie und Bakteriologie in Industrie, Handel und Gewerbe, chemisch-technische Warenkunde, Ausgewählte Kapitel der kolonialen Technik, mit Exkursionen, 2; Kleines chemisches Praktikum: Übungen in der Untersuchung und Beurteilung von Handelswaren im chemischen Laboratorium, 5. —

Schönflies: Vektoranalysis, 1; Differentialgleichungen, mit Anwendungen auf naturwissenschaftliche Probleme, 2. — **Brendel**: Versicherungsrechnung für Nichtmathematiker, 2; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 2; Versicherungsseminar: Pensions- und Hinterbliebenen-Versicherung für Mathematiker, 14 tägig, 2. —

Universität Freiburg i. Br.

Himstedt: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrizität, Optik, Elektrooptik, 5; Übungen aus der theoretischen Physik, 1 *g*; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Praktikum (mit Reinganum) (für Mediziner und Pharmazeuten, 1 Nachmittag, für Naturwissenschaftler, 2 Nachmittage), tägl. außer Sonnabend; Übungen im Experimentieren und in der Vorführung von Demonstrationsversuchen (mit Gaede), 3 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Koenigsberger**: Theoretische Physik (Optik), mit Übungen, 4; Geophysik, 1; Anleitung zu selbständigen theoretischen Arbeiten und deren experimenteller Prüfung, tägl.; Besprechung von Themata zu selbständigen Arbeiten, 1 *g*; Wichtigste Formeln der Physik, mit Examinatorium, 1. — **Reinganum**: Physik der Atmosphäre, mit Berücksichtigung der Luftschiffahrt, 2; Besprechung neuerer Probleme der Physik, 1 *g*. — **Gaede**: Theorie und Handhabung medizinisch-physikalischer, insbesondere elektromedizinischer Apparate, 1 *g*, Übungen, nach Verabredung. — **Meyer**: Physikalische Chemie, 2; Radioaktivität, 1; Theorie der elektromotorischen Kräfte, 1; Photographie mit praktischen Übungen und Demonstrationen, 2; Physikalisch-chemisches Übungspraktikum, 3; Selbständige physikalisch-chemische Arbeiten, tägl. —

Gattermann: Organische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum (mit Willgerodt, Fromm, Meigen, Riesenfeld), tägl. außer Sonnabend, für Nichtchemiker, halbtägig; Übungen im Experimentieren und Vortragen für künftige Lehrer der Chemie I (anorganisch) (mit Lenhard), 2 *g*; Chemisches Kolloquium, 1 *g*. — **Willgerodt**: Anorganische Experimentalchemie, 5; Organische Technologie mit Exkursionen, 2. — **Edinger**: Einführung in die organischen Arbeitsmethoden, 2. — **Fromm**: Übungen im Färben von Gespinstfasern, 3; Repetitorium der organischen Chemie für Mediziner, 2, Repetition, 1. — **Meigen**: Quantitative Analyse, 2; Seminar für anorganische Chemie, 1; Gasanalytisches Praktikum, 2. — **Riesenfeld**: Qualitative Analyse, einschließlich Spektral- und Mikroanalyse, 3, Übungen, 1; Ionenlehre, 1; Elektroanalytische Übungen, 14 tägig, 2. — **Lenhard**: Didaktische Besprechung der anorganischen Chemie, für Lehramtskandidaten und Nichtchemiker, 2; Chemische Gleichungen und chemisches Rechnen: Stöchiometrie, 1. —

Stickelberger: Analytische Geometrie der Ebene, 4, Übungen, 1 *g*; Theorie der elliptischen Funktionen, 3, Übungen, 1 *g*. — **Heffter**: Algebraische Analysis, 3, Übungen, 1 *g*; Differentialgeometrie, 4; Geometrische Fragen, 14 tägig, 2 *g*. — **Bolza**: Partielle Differentialgleichungen, 4. — **Loewy**: Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Theorie und Anwendung der Determinanten, 4. — **Seith**: Praktische Geometrie, 2, Übungen im Felde, 2 *g*. —

Universität Gießen.

König: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, $4^1/_2$; Physikalisches Praktikum für Mathematiker und Naturwissenschaftler, 6, für Vorgeschrittene, nach Verabredung, für Chemiker, Mediziner, Pharmazeuten und Landwirte, 3; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Fromme), 2. — **Fromme**: Theoretische Elektrizitätslehre, 4; Übungen in der theoretischen Physik, 1; Niedere Geodäsie, 3, Übungen, 1 Nachmittag. — **Noack**: Physikalisches Praktikum für Handfertigkeit, mit Experimentierübungen, 3, 6 oder 9. — **Uller**: Folgerungen aus den Maxwell-Hertzschen Feldgleichungen (Fortsetzung), 1. — **Cermak**: Über Wärmestrahlung, 2. —

Naumann: Grundlehren der physikalischen Chemie, mit vorwiegend technischen Berechnungen, $3^1/_2$; Organische Experimentalchemie, $5^1/_4$; Chemische Übungen für Mediziner, tägl. — **Möser**: Analytische Chemie I: Qualitative Analyse, 2. — **Feist**: Pharmazeutisch-chemische Präparate, anorganischer Teil, 2; Chemie der menschlichen Nahrungsmittel, 1; Die wichtigsten Gesetze für Apotheker und Nahrungsmittelchemiker, 1; Praktische Übungen und Untersuchungen im chemischen Laboratorium (pharmazeutisch- und nahrungsmittelchemische), tägl. — **v. Liebig**: Chemie der Pflanzenstoffe: Kohlenwasserstoffe, Alkohole, Aldehyde und Ketone der Fettreihe mit Einschluß der Terpene und Kampfer, 1; Grundanschauungen der Chemie in ihrer geschichtlichen Entwicklung, 1 *g*. — **Beschke**: Einführung in die organische Chemie, 1 *g*. — **Elbs**: Chemisches Praktikum, tägl., für Landwirte, tägl. außer Sonnabend; Elektrochemisches Praktikum, tägl.; Chemische Übungen für Mediziner (mit Brand), 5; Chemisches Kolloquium, $1^1/_2$ *g*; Anorganische Experimentalchemie, $5^1/_4$; Experimentelle Elektrochemie, spezieller Teil, 2. — **Brand**: Ausgewählte Kapitel aus der chemischen Technologie, mit Exkursionen, 1; Physikalisch-chemische Übungen, 3. — **Thomae**: Kolloidchemie und Ultramikroskopie, $^3/_4$. —

Netto: Differentialgleichungen, 4; Fouriersche Reihen, 1; Übungen des mathematischen Seminars, 1. — **Schlesinger**: Elemente der Algebra, 4; Differentialgeometrie: Allgemeine Theorie der krummen Linien und Flächen, 4; Übungen und Ergänzungen zur Differential- und Integralrechnung, 14 tägig, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 14 tägig, 2. — **Graßmann**: Analytische Geometrie der Ebene, 4, Übungen, 14 tägig, 1; Darstellende Geometrie I, 5. —

Universität Göttingen.

Riecke: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik und Optik, 3; Praktische Übungen im physikalischen Institute (mit Voigt, Simon, Bestelmeyer, Rümelin, Madelung, Försterling und Busch), 4; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten Vorgeschrittener (mit Voigt), tägl. außer Sonnabend; im Seminar: Elektronentheorie der Metalle, 1 *g*. — **Voigt**: Thermodynamik, 4. — **Wiechert**: Molekulare Zerteilung der Energie: Quanten, Strahlung, Molekularwärme usw., 2; Vermessungswesen, praktischer Teil: Feldmessung, mit Übungen, 4; Geophysik: Meteorologie, Luftelektrizität, Ebbe und Flut, Meeresströmungen, 4; Geophysikalisches Praktikum, nach Verabredung; im Seminar: Vorträge der Mitglieder über Fragen der Geonomie: Geodäsie und Geophysik, 1. — **Prandtl**: Statik der Bauwerke: Analytische und graphische Statik, 3; Kolloquium über Fragen der Luftschiffahrt und Flugtechnik, 1 *g*; Mechanikpraktikum I für Anfänger (mit v. Kármán und Kumbruch), 3; Thermodynamikpraktikum für Fortgeschrittene, 3; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen auf dem Gebiete der Mechanik und Wärmelehre, tägl. außer Sonnabend. — **Simon**: Angewandte Elektrizitätslehre, 4; Elektrische Schwingungen und drahtlose Telegraphie, 1 *g*; Elektrotechnisches Praktikum (mit Busch) I, 3, II für Fortgeschrittene, 4; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen auf dem Gebiete der angewandten Elektrizität, tägl.; im Seminar: Vorträge der Mitglieder über Fragen der Elektrotechnik (mit Runge und Prandtl), 2. — **Rümelin**: Theorie physikalischer Meßmethoden und Meßinstrumente, 2. — **Bestelmeyer**: Röntgenstrahlen, 1; Praktikum der Elektronik und Radioaktivität, 4. — **Winkler**: Übungen in physikalisch-technischer Handfertigkeit, 4. —

Wallach: Allgemeine Chemie II: Organische Experimentalchemie, 5; Besprechung wissenschaftlicher Arbeiten, tägl. *g*; Chemische Übungen (mit Mannich, Kötz, Borsche, Sielisch und Wilke-Dörfurt), tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner, 4 Nachmittage. — **Tammann**: Elektrochemie, 2; Physikalische Chemie der Metallegierungen, 1; Physikalisch-chemisches Praktikum für Anfänger, ganztägig; Physikalisch-chemische Arbeiten, ganz- und halbtägig; Kolloquium, 1 *g*. — **Fischer**: Geschichte der chemischen Technologie, nach Verabredung, *g*. — **Zsigmondy**: Über kolloidale Oxyde, Sulfide und Salze, 1; Reversible Kolloide mit besonderer Berücksichtigung der organischen, 1 *g*; Praktikum der anorganischen und der Kolloidchemie, ganz- und halbtägig; Praktikum der Kolloidchemie, 2. — **Kötz**: Einführung in die Chemie, 3; Prinzipien und Theorien analytischer und anorganischer Prozesse, 1; Vorträge über Fragen der organischen Chemie, 1 *g*; Exkursionen zur Kenntnis der chemischen Technologie, *g*; Kapitel aus der chemischen Großindustrie mit Berücksichtigung des Exkursionsprogrammes, 1. — **Coehn**: Photochemie und theoretische Grundlagen der Photographie, mit Demonstrationen, 2; Photographisches Praktikum a) für Anfänger, b) für Fortgeschrittene, 3; Photochemische Arbeiten, ganz- und halbtägig. — **Mannich**: Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, mit Experimenten, 4; Chemische Toxikologie, $1^1/_2$; Kolloquium über pharmazeutische Chemie, 1 *g*; Praktische Übungen in pharmazeutischer, toxikologischer und Nahrungsmittelchemie, für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend. — **Borsche**: Organisch-chemisches Repetitorium für Fortgeschrittenere, 1; Chemische Technologie der organischen Farbstoffe, 2; Färbereichemische Übungen, 3. — **Sielisch**: Chemie des Stickstoffs, 1; Chemische Besprechungen für Mediziner, 2. — **Wilke-Dörfurt**: Qualitative und quantitative analytische Methoden, 2; Chemische Probleme der deutschen Salzlagerstätten und der Kalisalz-Industrie, 1. —

Klein: Einleitung in die analytische Geometrie, 4; im Seminar: Vorträge über die Arbeiten der Internationalen Mathematischen Unterrichtskommission (mit Schimmack), 2. — **Hilbert**: Gewöhnliche Differentialgleichungen, 4; Mathematische Grundlagen der Physik, 4 *g*. — **Runge**: Mechanik II, mit Übungen, 6. — **Landau**: Galois' Theorie der Gleichungen, 2; Theorie der algebraischen Zahlen und der Ideale, 4; Über sog. mathematische Unterhaltungen und Spiele, 1 *g*; im Seminar: Vorträge über die Theorie der ganzen transzendenten Funktionen, 2. — **Hartmann**: Photographie der Gestirne, 1; Astronomisches und astrophysikalisches Praktikum für Anfänger, 2; Leitung astronomischer und astrophysikalischer Arbeiten für Fortgeschrittene, 12 *g*. — **Ambronn**: Einführung in die Astrometrie: Sphärische Astronomie, 3; Besprechung neuerer astronomischer Literatur und Vorträge der Studierenden, 14 tägig, 2—3 *g*; Astronomische Übungen für Anfänger und für Lehramtskandidaten, 4—5; Leitung selbständiger astronomischer Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl. — **Bernstein**: Wahrscheinlichkeitsrechnung, 3; Versicherungsrechnung, 2; im Seminar: Vorträge über ausgewählte Fragen der Wahrscheinlichkeitsrechnung und Versicherungsmathematik, 2. — **Toeplitz**: Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen, 2; Theorie der unendlichvielen Veränderlichen, 2. — **Haar**: Himmelsmechanik, 2. — **Weyl**: Kurven und Flächen, 4; Funktionen einer reellen Veränderlichen, 2; Übungen zur analytischen Geometrie, 2. — **v. Kármán**: Anwendung der Variationsrechnung auf Mechanik und Physik, mit Übungen, 3. — **v. Sanden**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 4. — **Courant**: Einleitung in die Algebra, 4. —

Universität Graz.

Benndorf: Experimentalphysik II, 4; Physikalische Optik, für Vorgeschrittene, 2; Physikalische Übungen I, für Chemiker und Naturhistoriker, 6 *g*, II, für Mathematiker

und Physiker, 6 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. außer Sonnabend, *g*; Physikalisches Konversatorium, 14tägig, 2 *g*. — **Waßmuth:** Die Potentialtheorie und deren Anwendung auf physikalische Fragen, 3; Wärmestrahlung, 2; Seminar für mathematische Physik, 3 *g*. — **Streintz:** Der Bleiakkumulator und das Akkumulator-Problem, 2. — **Ficker v. Feldhaus:** Die atmosphärischen Strömungen, 2; Thermodynamik der Atmosphäre, 2; Ebbe und Flut (elementar), 1. —

Scholl: Organische Experimentalchemie, 5; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, 4, für Vorgeschrittene, tägl.; Pharmazeutische Chemie, 5. — **Kremann:** Maßanalyse, 2; Metallographie, 1; Elektroanalytisches und elektrosynthetisches Praktikum, 2 Tage; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der physikalischen Chemie, tägl. — **Hemmelmayr v. Augustenfeld:** Ausgewählte Kapitel aus der chemischen Technologie: Technologie der Silikate, mit Besichtigung von Fabriksanlagen, 2. —

Dantscher v. Kollesberg: Analytische und projektivische Geometrie der Ebene (Fortsetzung), 5; Mathematisches Seminar I, 2 *g*. — **Daublebsky v. Sterneck:** Elemente der Riemannschen Funktionentheorie, 2; Differentialgeometrie, 3; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Streißler:** Darstellende Geometrie II: Darstellung der wichtigsten Kurven und Flächen, 2. — **Hillebrand:** Astronomische Refraktion und Extinktion, 2; Grundzüge der Mondtheorie, für Vorgeschrittene, 2; Über das allgemeine Dreikörperproblem, für Vorgeschrittene, 1. —

Technische Hochschule Graz.

v. Ettingshausen: Physik, 5; Elektrotechnik, 3, Übungen, 8. — **Streintz:** Physik, 4. —

Emich: Organische Chemie I, 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im chemischen Laboratorium, für Vorgeschrittene; Anleitung zur mikrochemischen Analyse, für Vorgeschrittene, nach Verabredung. — **Andreasch:** Qualitative chemische Analyse II, 2; Laboratoriumsunterricht und Übungen II, 16; Chemische Technologie der organischen Stoffe, 4; Laboratoriumsunterricht und Übungen in der organisch-technisch-chemischen Analyse, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der organischen Chemie und der chemischen Technologie organischer Stoffe, für Vorgeschrittene. — **B. Reinitzer:** Laboratoriumsunterricht und Übungen in der chemischen Maßanalyse, 20; Chemische Technologie der anorganischen Stoffe, 4; Elektrochemie I: Theoretische Elektrochemie, 2; Laboratoriumsunterricht und Übungen in der Darstellung anorganisch-chemischer Präparate, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der anorganischen Chemie und der chemischen Technologie anorganischer Stoffe, für Vorgeschrittene. — **v. Cordier:** Geschichte der Chemie in der neuesten Zeit, 2. — **v. Hemmelmayr:** Agrikulturchemie, 2. — **Fuhrmann:** Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 3, Übungen, 4; Einführung in die Ausübung der Photographie, 1. —

Hočevar: Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **Stelzel:** Elemente der höheren Mathematik, 4. — **Peithner v. Lichtenfels:** Mathematik II, 3, Übungen, 2. — **Schüßler:** Darstellende Geometrie, 3, Übungen, 6, Seminarübungen: Unterseminar, 2, Oberseminar für Vorgeschrittene, 2; Projektive Geometrie I, 3; Verwendung konjugiut imaginärer Elemente in der Geometrie, 2. — **Wittenbauer:** Allgemeine Mechanik II, 4, Übungen, 3 und 2; Technische Mechanik II, 3. — **Pöschl:** Konversatorium über Mechanik, 2; Einführung in die Theorie des Kreisels und seiner technischen Anwendungen, 2. — **Klingatsch:** Niedere Geodäsie, 4; Geodätische Feldübungen, 8; Sphärische Astronomie, 2; Katastervermessung, 3, Übungen, 9; Situations- und Terraindarstellung, 4. —

Universität Greifswald.

Mie: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Physikalische Übungen für Naturwissenschaftler, 6; Leitung selbständiger physikalischer Untersuchungen, tägl.; Physikalische Experimentierübungen I: Handfertigkeitsübungen (mit Herweg), 2; Kinetische Theorie der Wärme, 2 *g*; Besprechungen neuerer physikalischer Arbeiten (mit Starke), 2 *g*. — **Starke:** Theoretische Elektrizitätslehre, 4, Übungen, 1 *g*; Physikalisches Praktikum für Mediziner und Pharmazeuten, 2. — **Schreber:** Physikalische Experimentierübungen II: Übungen im Zusammenbauen und Demonstrieren physikalischer Apparate, 2; Übungen zur Flugtechnik, nach Verabredung. — **Herweg:** Physikalische Messungen: Meßinstrumente, Fehlerrechnung, 1; Die Erregung elektrischer Schwingungen, mit Demonstrationen, 1. —

Auwers: Anorganische Experimentalchemie, 6; Chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend, für Pharmazeuten und Nahrungsmittelchemiker (mit Scholtz), tägl. außer Sonnabend, für Mediziner (mit Strecker), $3^1/_2$, Erläuterungen, $^1/_2$ *g*. — **Scholtz:** Pharmazeutische Chemie: Organischer Teil, 3; Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Sterilisationskursus für Pharmazeuten, 2; Pharmazeutisches Kolloquium, 1 *g*. — **Roth:** Elektrochemie, mit Experimenten, 2; Physikalisch-chemische Übungen, $3^1/_2$—$7^1/_2$; Der Satz von der Erhaltung der Energie: Geschichte und Anwendung, 1 *g*. — **Posner:** Die Arbeitsmethoden der organischen Chemie, 2; Chemische Technologie I: Technologie der anorganischen Stoffe, mit Exkursionen, 2; Technologische Exkursionen, 2 *g*. — **Strecker:** Spezielle anorganische Chemie II: Metalle, 2; Titrieranalyse, 1; Gasanalytisches Praktikum, 3. — **Eisenlohr:** Teerfarbstoffe II: Färberei und Druck, 1; Physikalische Methoden als Hilfsmittel zur Konstitutionsbestimmung organischer Körper, 1. —

Engel: Partielle Differentialgleichungen, 4, Übungen, $1^1/_2$ *g*; Differential- und Integralrechnung II, 4; Einführung in die Determinanten, 2 *g*. — **Vahlen:** Funktionentheorie II (spezieller Teil), 4, Übungen, 2 *g*; Einführung in die Geodäsie, 2 *g*. — **Blaschke:** Potentialtheorie, 3; Integralgleichungen, 2; Übungen zur Analysis, $1^1/_2$. —

Universität Halle.

Dorn: Experimentalphysik II: Elektrizität und Licht, 4; Elektromagnetische Theorie des Lichtes, 2 *g*; Physikalisches Laboratorium: a) Übungspraktikum, 6, b) Halbpraktikum, 3, c) Arbeiten von Geübten, tägl. — **Schmidt:** Mechanische Wärmetheorie, 4; Anleitung zur Ausführung der wichtigsten Versuche in der Experimentalphysik, 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Wigand:** Einführung in die Elektronentheorie, 1; Physikalisches Handfertigkeits-Praktikum, 3. — **Thiem:** Kursus der praktischen Photographie, 2. —

Vorländer: Allgemeine Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5; Spezielle Kapitel der organischen Chemie, 1 *g*; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Schulze), 4. — **Schulze:** Darstellung und Prüfung der Arzneimittel I, 2; Die Purinderivate, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Pharmazeuten, tägl. außer Sonnabend. — **Baumert:** Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Die wichtigsten Lebensmittel und deren Verfälschungen, 1 *g*; Praktische Übungen im Laboratorium für Nahrungsmittelchemie, tägl. außer Sonnabend. — **Erdmann:** Chemische Technologie II: Lichterzeugung und elektrische Energie, Technologie des Wassers, der Luft, Kunstdünger, Mörtel, Tonerdeverbindungen, Metallgewinnung, 2; Praktische Übungen im Laboratorium für angewandte Chemie, tägl. außer Sonnabend. — **Tubandt:** Physikalische Chemie II: Elektrochemie, 2; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend; Kleines Praktikum, 6. —

Cantor: Differential- und Integralrechnung I, 5; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Wangerin:** Theorie des Potentials und der Kugelfunktionen, 5; Anwendung der Differential- und Integralrech-

nung auf Raumkurven und Flächen; Differentialgeometrie, 5; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Gutzmer**: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Darstellende Geometrie, 5; Übungen des mathematischen Seminars, 14tägig, 2 *g*. — **Eberhard**: System der Zahlen, 4; Mathematisches Kolloquium, 1 *g*. — **Buchholz**: Sphärische Astronomie und Theorie der astronomischen Instrumente, 2; Praktische Übungen in geographischer Ortsbestimmung mit Theodoliten und Sextanten, 2 *g*. —

Technische Hochschule Hannover.

Precht: Experimentalphysik: Magnetismus und Elektrizität, 4; Arbeiten im Laboratorium der Physik (mit Leithäuser), 4; Luftschiffahrt, 2. — **Leithäuser**: Photographie, 2; Übungen in den gebräuchlichen photographischen Verfahren, 2; Elektrische Wellen und drahtlose Telegraphie, 2 *g*. — **Kohlrausch**: Grundzüge der Elektrotechnik, 2; Theoretische Elektrotechnik, 4; Elektrotechnisches Laboratorium I (mit Beckmann, Brückmann, Kempe und Bischoff), 8, II, nach Verabredung, III, 8. — **Heim**: Elektrische Anlagen II (mit Herzberg), 3, Übungen, 2; Entwerfen von elektrischen Maschinen und Transformatoren (mit Herzberg), 3, Übungen, 2; Elektrische Kraftübertragung, 2. — **Beckmann**: Praktische Elektrotechnik für Anfänger I, 1; Elektrotechnische Meßkunde I 1, 2, II, 1; Die Wickelungen der elektrischen Maschinen, 1 *g*. — **Brückmann**: Gleichrichter zur Umformung von Wechselstrom in Gleichstrom, 1 *g*; Elektrotechnisches Seminar, 1. — **Humann**: Elektrische Kabel, 2. —

Seubert: Grundzüge der Chemie, 6; Arbeiten im Laboratorium der anorganischen Chemie (mit Eschweiler, Geßner und König), tägl. außer Sonnabend. — **Eschweiler**: Maßanalyse, 2. — **Behrend**: Grundzüge der organischen Chemie, 3; Arbeiten im Laboratorium der organischen Chemie (mit Ingebrigtsen und Bückendorf), tägl. außer Sonnabend. — **Decker**: Synthese natürlicher Stoffe, 1. — **Jänecke**: Einige Anwendungen der Thermodynamik auf physikalisch-chemische Prozesse, 1. — **Ost**: Zuckerindustrie und Gärungsgewerbe, 3; Mineralöle und Fette, 2; Arbeiten im Laboratorium der technischen Chemie (mit Albers), tägl. außer Sonnabend. — **Bodenstein**: Angewandte Elektrochemie, 3; Elektrochemische Übungen (mit Meinecke), 4; Arbeiten im elektrochemischen Institut (mit Meinecke), tägl. außer Sonnabend; Übungen in der Elektroanalyse (mit Meinecke), 7. — **Laves**: Grundzüge der physiologischen Chemie, 2. —

Kiepert: Höhere Mathematik II, 6, Übungen, 2, Repetition, 1; Ausgewählte Kapitel der Mathematik: Geometrie der Lage, 4. — **Müller**: Höhere Mathematik I A, 6, Übungen, 2, III A, 3, Übungen, 1. — **N. N.**: Grundzüge der höheren Mathematik, 3, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel der Elastizitätslehre, 1; Die Differentialgleichungen der technischen Mechanik, 1. — **Rodenberg**: Darstellende Geometrie (mit Richter und Culemeyer), 3, Übungen, 6, I, 3, Übungen, 6. — **Oertel**: Grundzüge der praktischen Geometrie (mit Petzold), 2, Übungen, 3; Praktische Geometrie, Planzeichnen (mit Petzold), 4; Geodäsie I: Praktische Geometrie (mit Petzold), 2, Übungen, 6; Grundzüge der astronomischen Ortsbestimmung, mit Übungen, 2. —

Universität Heidelberg.

Lenard: Experimentalphysik: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 4; Physikalisches Praktikum (mit Becker), 6; Wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener im physikalischen und radiologischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Seminar und Kolloquium, 1 *g*. — **Pockels**: Physikalische Mechanik, mit besonderer Berücksichtigung der deformierbaren Körper, 4, Übungen, 1 *g*; Mathematisch-physikalisches Kolloquium (mit Hertz), 1 *g*. — **Becker**: Radiologie: Radioaktivität, mit Demonstrationen für Mathematiker, Naturwissenschaftler und Mediziner, 2; Überblick über die Theorien der Elektrizität, 1. — **Ebler**: Radioaktivität und radioaktive Substanzen, für Chemiker, Lehramtskandidaten und Mediziner, 1. — **Hertz**: Potentialtheorie, 2. — **Ramsauer**: Ausgewählte Kapitel der Elektronentheorie: Zeeman-Phänomen, lichtelektrischer Effekt, 1. — **Mertens**: Einführung in die Maschinen- und Elektrotechnik, für Juristen und Nationalökonomen, mit Exkursionen, 2 *g*; Privatwirtschaftliche Übungen, 1 *g*. — **Schmidt**: Photographisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene, 2. —

Curtius: Experimentalchemie I: Allgemeine Chemie und Metalloide, 5; Chemisches Praktikum für Anfänger und Geübtere auf den Gebieten der anorganischen, organischen, physikalischen, analytischen, pharmazeutischen Chemie und Gärungschemie (mit Jannasch, Knoevenagel, Trautz, Stollé, Darapsky, Franzen, Ebler und Muckermann), tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, 4; Chemisches Anfänger-Praktikum für Mediziner (mit Knoevenagel), 4. — **Jannasch**: Titrieranalyse, 2; Ausmittelung der Gifte, 1; Gasanalytisches Praktikum (mit Franzen), 5; Chemisches Praktikum zur Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel, 4. — **Knoevenagel**: Chemische Technologie, organische Prozesse, mit Ausflügen, 2; Praktische Anwendung organischer Farbstoffe in der Färberei und Druckerei der Textilfasern, nach Verabredung. — **Trautz**: Physikalische Chemie: Die Veränderungen der Materie, 3, Theoretische Übungen, 1; Praktische Einführung in die physikalische Chemie und Elektrochemie, 4—6 Wochen. — **Krafft**: Organische Chemie, 4; Praktisch-chemische Arbeiten und Übungen im Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Anfänger, tägl. außer Sonnabend. — **Dittrich**: Quantitative Analyse durch Elektroanalyse, mit Übungen, 1; Experimentierübungen für künftige Lehrer, 2; Chemisches Praktikum für Anfänger und Nichtchemiker, sowie für Vorgeschrittenere, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum in analytischer und organischer Chemie, 4 Wochen. — **Stollé**: Pharmazeutische Chemie I (anorganisch), 2; Analytische Methoden der organischen Chemie, 1. — **Mohr**: Besprechung neuerer organisch-chemischer Arbeiten, 1. — **Darapsky**: Heterozyklische Verbindungen, 1; Repetitorium der organischen Chemie, 2. — **Franzen**: Gasanalyse und Gasvolumetrie, 1; Praktische Einführung in die Bakteriologie und Gärungschemie, nach Verabredung. — **Muckermann**: Über neuere Arzneimittel, 1; Repetitorium der Chemie für Pharmazeuten, 2. — **Müller**: Komprimierte und verflüssigte Gase und ihre Anwendungen in der Chemie, 1. —

Koenigsberger: Differential- und Integralrechnung, 4; Theorie der Linien und Flächen, 4; Übungen im mathematischen Unter- und Oberseminar, 2. — **Wolf**: Meteorologie, 2 *g*; Kapitel aus der Fixsternastronomie, 1 *g*. — **Cantor**: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Politische Arithmetik, 2. — **Koehler**: Darstellende Geometrie, mit Übungen, 4. — **Boehm**: Elementarmathematik vom höheren Standpunkte aus: Grundlagen der Geometrie, 4; Ausgewählte Kapitel der Analysis, mit besonderer Berücksichtigung der Anwendungen, 2—3; Mathematische Übungen, 1. — **Bopp**: Bestimmte Integrale, 2. — **Kopff**: Grundzüge der Bahnbestimmung, 2. —

Universität Innsbruck.

v. Schweidler: Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum, 6; Praktische Übungen für Mediziner, 2 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl., *g*. — **Tumlirz**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus II, 5; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 2 *g*. — **v. Lerch**: Elektrische Schwingungen, 2; Elektronen, 1. — **Tollinger**: Über die physikalischen Eigenschaften der Milch und deren Bedeutung für die Erzeugung der Molkereiprodukte, 2. — **Hammerl**: Elektrotechnik II: Über ein- und mehrphasige Wechselstrommaschinen und Motoren, 2 *g*. — **Exner**: Klimalehre mit besonderer Rücksicht auf die Alpenländer, 2; Thermodynamik der Atmosphäre, 2; Barometrische Höhenmessung mit Exkursionen, 1. —

Brunner: Allgemeine Chemie II: Organische Chemie, 5; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium für Chemiker und Pharmazeuten, tägl. außer Sonnabend; Che-

mische Übungen für Mediziner, 6; Theoretische Anleitung zu den praktischen Übungen der Anfänger, 1 *g*. — **Hopfgartner**: Pharmazeutische Chemie, 5. — **Zehenter**: Über Teerfarbstoffe, 2 *g*. —

Gmeiner: Algebra (Fortsetzung), 3; Zahlentheorie (Fortsetzung), 2; Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g*. — **Zindler**: Über Differentialgleichungen, mit Übungen, 0; Mathematisches Seminar: Übungen in der Integralrechnung (Fortsetzung), 1 *g*. — **Menger**: Ausgewählte Partien der darstellenden Geometrie, 2 *g*. — **Prey**: Methode der kleinsten Quadrate, Interpolationsrechnung und numerische Quadrate, 2; Theorie der astronomischen Instrumente, mit Übungen, 3. —

Universität Jena.

M. Wien: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Praktikum (mit Baedeker): a) für Physiker, 6, b) für Chemiker und Pharmazeuten, 4, c) für Mediziner, 4; Leitung physikalischer Spezialuntersuchungen (mit Straubel, Baedeker und Pauli), tägl.; Physikalisches Kolloquium, *g*. — **Straubel**: Geometrische Optik II, 1. — **Ambronn**: Benutzung des Polarisationsmikroskops bei histologischen Untersuchungen, 1; Übungen in der Handhabung des Mikroskops und seiner Nebenapparate, 2; Übungen zur Dunkelfeldbeleuchtung und Ultramikroskopie, für Fortgeschrittene, 1. — **Baedeker**: Experimentalphysik III, für Fortgeschrittenere, 2. — **Vollmer**: Elektromagnetische Schwingungen und ihre Anwendung in der drahtlosen Telegraphie, 2; Landwirtschaftliche Arbeitsmaschinen, 2; Kleines Praktikum, 2; Praktikum für Fortgeschrittene, tägl. — **Pauli**: Theorie der Elektrizität auf Grund des Elektronenbegriffs, 2. —

Knorr: Allgemeine Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 5; Analytisch-chemisches Praktikum (mit Wolff): a) Voll- und Halbpraktikum, tägl., c) für Mediziner, 6 und 3; Praktikum in der organischen Abteilung und Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Rabe und Schneider), 40. — **Wolff**: Maßanalyse, 2; Elektrolyse und elektrolytisches Praktikum, 2. — **Immendorff**: Grundzüge der anorganischen und organischen Chemie (Experimentalchemie), 5; Über Moor und Moorkultur, 1; Großes chemisches Praktikum für Landwirte, tägl.; Kleines chemisches Praktikum für Landwirte, 7; Agrikulturchemisches Seminar für Fortgeschrittene, 14tägig, 2 *g*. — **Vongerichten**: Chemische Technologie mit Exkursionen, anorganischer Teil, 2; Technisch-chemischer Kursus für Nationalökonomen, 4; Chemische Technologie mit Demonstrationen, für Juristen, 2 *g*; Technisch-chemisches Praktikum, tägl. — **Matthes**: Pharmazeutische Chemie II: Organische Chemie, 3; Darstellung und Untersuchung chemisch-pharmazeutischer Präparate, Ausmittelung der Gifte, 15; Praktische und theoretische Übungen aus dem Gebiete der Nahrungsmittelchemie, tägl. außer Sonnabend; Theoretische und praktische Übungen in der Sterilisierung der Arzneimittel und Verbandstoffe. — **Rabe**: Einführung in die Elektrochemie, 2. — **Marc**: Spezielle physikalische Chemie: Anwendung physikalisch-chemischer Gesetze auf die Probleme der organischen und anorganischen Natur, 1; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der physikalischen Chemie, ganz- bezw. halbtägig. — **Schneider**: Methoden der organischen Chemie II, 1. —

Thomae: Bestimmte Integrale und Fouriersche Reihen, 5. — **Haußner**: Analytische Geometrie der Ebene, 4, Proseminar, 2 *g*; Differential- und Integralrechnung I, mit Übungen, 5; Theorie und Anwendung der Determinanten, 2; Ausgewählte geometrische Fragen, 2; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Frege**: Ausgewählte Kapitel der analytischen Geometrie, 4. — **Knopf**: Zeit- und Ortsbestimmung mit praktischen Übungen auf der Sternwarte, 4; Geschichte der Astronomie, 1; Praktische Übungen in der Geländeaufnahme: Nivellieren, Feldmessen usw., 2. — **Winkelmann**: Graphische Statik mit Übungen, 4; Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, mit Übungen, 4. — **Thaer**: Gruppentheorie, 2. —

Technische Hochschule Karlsruhe.

Lehmann: Physik, 4, Ergänzende Demonstrationen, 2; Physikalisches Laboratorium (mit Sieveking), 6; Seminar für Experimentalphysik, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten im physikalischen Laboratorium, nach Verabredung. — **Sieveking**: Einführung in die mathematische Physik, 3; Repetitorium der Physik, 2; Atmosphärische Elektrizität, 1. — **N. N.**: Dynamobau I: Allgemeiner Teil und Gleichstrommaschinen, 2, II: Synchronmaschinen und Umformer, 2; Übungen im Konstruieren elektrischer Maschinen und Apparate, 4; Elektrotechnisches Laboratorium I (mit Schleiermacher), 6, für Vorgeschrittene einschließlich Hochfrequenzmessungen und drahtlose Telegraphie (mit Hausrath und Schwaiger), 6; Exkursionen zur Besichtigung elektrischer Anlagen, nach Verabredung. — **Schleiermacher**: Grundlagen der Elektrotechnik und Meßkunde, 2; Theoretische Elektrizitätslehre, 4. — **Teichmüller**: Allgemeine Elektrotechnik, 2; Elektrotechnisches Seminar, 2; Elektrische Leitungen und Verteilung elektrischer Energie, 2, Übungen, 2; Elektrische Beleuchtung, 2. — **Hallo**: Theorie der Wechselströme I, 2, Übungen, 2, II einschließlich Transformatoren und Induktionsmotoren, 2, Übungen, 2. — **Hausrath**: Instrumente- und Apparatebau, 2; Hochfrequenzmeßkunde, 1. — **Schwaiger**: Elektromotorische Betriebe II: Berg- und Hüttenwerke, 2; Elektrische Kraftwerke und Schaltanlagen, 2, Übungen, 2. — **Schmidt**: Photographisches Praktikum, mit Vorträgen über die Theorie der Photographie, ferner Darstellung lichtempfindlicher Präparate, 4; Exkursionen, 1 Nachmittag. — **Schultheiß**: Geschichte und Wesen der Witterungsvoraussage, 1. —

Engler: Organische Chemie I, 4; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1; Organisch-chemisches Kolloquium (mit Staudinger), 1; Ausgewählte Kapitel der theoretischen Chemie, 1; Chemisches Laboratorium, tägl. außer Sonnabend. — **Bredig**: Physikalische Chemie II, 2; Kontaktchemie und Katalyse, 1; Demonstrationen technisch-elektrochemischer Prozesse (mit Askenasy), 3; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Kolloquium für Vorgeschrittene, 2; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Physikalisch-chemischer und elektrochemischer Einführungskurs. — **Bunte**: Chemische Technologie I: Baumaterialien, Glas, Keramik usw., 2, II: Chemische Großindustrie, 2; Übungen in der technischen Analyse (mit Eitner), 4 und 3; Arbeiten im chemisch-technischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Technologische Exkursionen. — **Askenasy**: Prozesse der elektrochemischen Großindustrie I, 2. — **Dieckhoff**: Anorganisch-pharmazeutische Chemie, 2; Analytische Chemie I, 2. — **Eitner**: Methoden der technischen Analyse, 2; Ausgewählte Kapitel der technischen Analyse, 1; Spezielle Technologie der Gasbeleuchtung I und II, 1, Übungen, 4. — **Kast**: Moderne Spreng- und Treibmittel, 2. — **Rupp**: Chemische und mikroskopische Untersuchung von Nahrungs- und Genußmitteln sowie Gebrauchsgegenständen, 2. — **Skita**: Chemie der Faserstoffe und Farbstoffe II, 2; Übungen in Färberei und Druckerei, 2. — **Staudinger**: Organische Chemie II, 2. — **Steinkopf**: Chemie der heterozyklischen Verbindungen I und II, 1; Chemie der Alkaloide, 1. — **Ubbelohde**: Industrie des Petroleums, der Fette und Harze, 1; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie, 1. — **N. N.**: Chemie der Metalle, 2; Physikalisch-chemische Grundlagen der Analyse, 1. —

Disteli: Darstellende Geometrie I und II, 4, Übungen, 4; Konstruktive Übungen der Perspektive, 3. — **Heun**: Mechanik I und II, 4, Übungen, 2; Mechanisches Seminar, 3 *g*. — **Krazer**: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **Stäckel**: Grundlehren der höheren Mathematik, 4; Höhere Mathematik II, 2. — **Mohrmann**: Übungen in den Grundlehren der höheren Mathematik, 2; Variationsrechnung, 2. — **Vogt**: Elementare und analytische Geometrie der Ebene

und des Raumes I und II, 3, Übungen, 1; Projektionslehre, 2, Übungen, 4. — **Haid**: Geodätisches Praktikum II, 6, III, 3; Größere Vermessungsübung, 2 Wochen. — **Bürgin**: Katastervermessung I, 2, Übungen, 2; Plan- und Terrainzeichnen, 2 und 4. —

Universität Kiel.

Dieterici: Experimentalphysik II: Optik, Elektrizität, Magnetismus, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger: für Mathematiker und Naturwissenschaftler, 8, für Mediziner und Pharmazeuten, 3, für Fortgeschrittene, tägl. — **Weber**: Thermodynamik, 4; Theorie physikalischer Meßapparate, mit Übungen, 1; Ausgewählte Messungen und Untersuchungen, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Zahn**: Wechselstromlehre, mit Experimenten, 1; Einführung in die elektromagnetische Lichttheorie, 1. — **Martienssen**: Die physikalischen Gesetze der Wasser- und Luftschiffahrt, 1. —

Harries: Anorganische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum I: Anorganische Abteilung (mit Mumm), tägl. außer Sonnabend, II: Organische Abteilung, tägl., für Mediziner (mit Feist), 4; Chemische Gesellschaft (Vorträge über neue Arbeiten auf allen Gebieten der Chemie) (mit Rügheimer, Feist, Preuner, Mumm und Stark), 2 *g*. — **Rügheimer**: Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend; Pharmazeutische Chemie: Organischer Teil, 3; Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiet der physikalischen Chemie, 1 *g*. — **Berend**: Repetitorium der organischen Chemie für Mediziner, 3/4. — **Stoehr**: Alkaloide, 1. — **Feist**: Chemie der Benzolderivate, 2; Moderne Eisengroßindustrie, 1 *g*; Kurze Übersicht über anorganische und organische Chemie für Mediziner, 1. — **Preuner**: Einführung in die Elektrochemie, 2; Elektroanalytische Übungen, 2—3 Wochen. — **Mumm**: Analytische Chemie, 2. — **Stark**: Chemie der organischen Farbstoffe, 2. —

Pochhammer: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Einleitung in die Theorie der höheren Kurven und Flächen, 4; Übungen im mathematischen Seminar, 1 *g*. — **Harzer**: Geographische Ortsbestimmungen, 3; Numerisches Rechnen und mechanische Rechenapparate: Rechenmaschinen, Planimeter, Analysatoren, Integraphen, 1 *g*. — **Landsberg**: Funktionentheorie, 4; Elliptische Funktionen, 3; Seminaristische Übungen, 1 *g*. — **Kobold**: Einleitung in die höhere Geodäsie, 2; Geodätische Übungen, nach Verabredung *g*. — **Dehn**: Differentialrechnung, 4; Grundlagen der Geometrie, 2; Übungen und Vorträge aus der angewandten Mathematik (mit Neuendorff), 1 *g*. — **Wilkens**: Einführung in die theoretische Astronomie, 1. — **Neuendorff**: Darstellende Geometrie I mit Zeichenübungen, 5. —

Bergakademie Klausthal.

Valentiner: Physik II, 5; Physikalisches Praktikum, 3; Physikalische Grundlagen der Wärmetechnik, 2; Vibrationslehre: Einführung in die Wechselstromtechnik, 1. —

Biltz: Allgemeine Chemie II: Metalle, 4; Ausgewählte Kapitel der angewandten physikalischen Chemie, 1; Qualitative und quantitative chemische Analyse: Gewichts- und Maßanalyse, Praktikum, tägl.; Lötrohrprobieren II, 3. — **Mecklenburg**: Gasanalyse, mit Übungen, 3; Kolloquium über anorganische Chemie für Vorgeschrittene, 2. —

Rothe: Höhere Mathematik: Integralrechnung und Mechanik II, 8; Abriß der Ausgleichungsrechnung, 2. —

Universität Königsberg.

Kaufmann: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, Ergänzungen, 1 *g*; Elektrische Wechselströme und Schwingungen (mit Hoffmann), mit Übungen, 3; Physikalische Übungen für Mediziner, Chemiker, Naturwissenschaftler und Pharmazeuten, 3; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Volkmann**: Elastizitätstheorie, einschließlich Akustik, 4, Ergänzungen und Erläuterungen, mit besonderer Berücksichtigung der Grundbegriffe und Grundsätze der Mechanik, 1 *g*; Mathematisch-physikalisches Laboratorium: a) Physikalisch-praktische Übungen und Arbeiten für Anfänger und Vorgerückte, 6, b) Leitung großer spezieller Arbeiten, ganztägig; Handfertigkeitspraktikum, 2 *g*. — **Hoffmann**: Molekularphysik, 1; Radioaktivität, 1 *g*. —

Klinger: Organische Chemie, 4; Praktikum für Mediziner, 2 Nachmittage; Übungen im Laboratorium (mit Blochmann und Benrath), tägl. außer Sonnabend; Ausgewählte Kapitel aus der organischen Chemie, 1 *g*; Besprechung neuerer Arbeiten (mit Benrath und Blochmann), 1 *g*. — **Stutzer**: Chemie für Landwirte, 3; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium, tägl. außer Sonnabend; Agrikulturchemie: Ernährung der Pflanzen, 2 *g*. — **Blochmann**: Titriermethoden, 2; Technische Chemie der Metalle, 1 *g*. — **Rupp**: Pharmazeutische Chemie: Metalle, 3; Chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend; Arzneimittelprüfung, 1. — **Benrath**: Anwendung der physikalischen Chemie in der chemischen Praxis, 2; Vorkommen und Gewinnung chemischer Rohstoffe, 1 *g*. —

Meyer: Differentialrechnung, 3, Übungen, 1 *g*; Einleitung in die höhere Algebra, 4; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Battermann**: Geographisch-astronomische Ortsbestimmung, 2, Übungen, 2 Nachmittage *g*. — **Faber**: Funktionen einer reellen Veränderlichen, 4, Seminar, 1 *g*; Klassische Probleme der Elementargeometrie, 3; Graphische Statik, 1 *g*. — **Kaluza**: Analytische Geometrie der Ebene, 4, Übungen, 1 *g*; Darstellende Geometrie, mit Übungen, 4. — **Bieberbach**: Elementarmathematik I: Arithmetik, Algebra, Analysis, 3; Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, für Naturwissenschaftler und Mediziner, 2. —

Universität Leipzig.

Wiener: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, 5, Mathematische Ergänzungen, für Mathematiker, 1; Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene (mit Scholl und Füchtbauer), tägl.; Physikalisches Praktikum (mit Füchtbauer), 3, 6 oder 9, für Mediziner, 3, für Pharmazeuten (mit Scholl und Füchtbauer), 3; Physikalisches Kolloquium (mit Des Coudres), 2 *g*. — **Des Coudres**: Einleitung in die theoretische Physik: Wellen, Diffusion, Potential, 4; Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene (mit Fredenhagen), tägl. — **v. Oettingen**: Praktische Meteorologie, mit Übungen, 1. — **Marx**: Elektrodynamische Anwendungen der Vektoranalysis, 1. — **Scholl**: Ausgewählte Kapitel der Optik: Interferenzmethoden, Interferentialrefraktor, elliptische Polarisation, Metalloptik, in experimenteller Behandlung, 1; Elektrotechnische Übungen für Juristen und Verwaltungsbeamte, 2. — **Fredenhagen**: Einführung in die Elektrotechnik mit Besichtigung großer industrieller Anlagen, 2. — **Lilienfeld**: Praxis der Kälteerzeugung, 1 *g*. — **Füchtbauer**: Kinetische Gastheorie, 1. —

Hantzsch: Anorganische Chemie, 5, Ergänzung, 1 *g*; Analytisches Praktikum, tägl.; Anorganisch-präparatives Praktikum (mit Schaefer), 6; Pharmazeutisch-chemisch-toxikologisches Praktikum (mit Schaefer), tägl.; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Schaefer), 6; Chemisches Vollpraktikum für Fortgeschrittene (mit Stobbe, Rassow und Schaefer), tägl. — **Le Blanc**: Überblick über die theoretische und technische Elektrochemie, mit Demonstrationen, 3; Anwendung der physikalischen Chemie auf technische Probleme, 1; Physikalisch-chemisches Praktikum (mit Böttger und Drucker), tägl.; Photochemisch-photographisches Praktikum (mit Schaum), tägl.; Chemisches Praktikum (mit Böttger), tägl.; Physikalisch-chemischer Einführungskurs (mit Schall und Drucker), 4 oder 8; Photochemisch-photographische Übungen (mit Schaum), 4; Physikalisch-chemisches Kolloquium (mit Schaum, Böttger und Drucker), 1½ *g*. — **Paal**: Organische Chemie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung, 5; Chemisches Praktikum, tägl., für Mediziner und Zahnärzte, 6; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungsmittelchemie, tägl.; Pharmazeutisch-chemisch-toxikologisches Praktikum, tägl.; Che-

misches Vollpraktikum für Vorgerücktere (mit Heller, Deussen, Scheiber, Sieverts und Waentig), tägl.; Chemisch-technisches Praktikum (mit Heller), tägl.; Übungen im Sterilisieren für Pharmazeuten (mit Deussen), nach Verabredung, *g*. — **Stobbe**: Organische Experimentalchemie: Die aromatischen Verbindungen, 2. — **Wagner**: Über die Bedeutung des Massenwirkungsgesetzes für die analytische und präparative Chemie, 1; Technik der Experimentalchemie und Demonstration von Schulversuchen, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Lehrer: Schulversuche, Analyse und Präparate, tägl.; Didaktische Besprechungen, 1 *g*. — **Rassow**: Chemische Technologie, Brenn- und Leuchtstoffe, sowie ausgewählte anorganische Betriebe, mit Exkursionen, 2; Technische Gasanalyse, mit Übungen, 1; Chemisch-technologisches Praktikum, tägl. — **Schaum**: Methoden der wissenschaftlichen Photographie, 1. — **Schall**: Ausgewählte Kapitel der elektrochemischen Technik, 1. — **Böttger**: Physikalisch-chemische Meßmethoden: Einführung in das physikalisch-chemische Praktikum, 1; Besprechung der wichtigsten Grundlagen der anorganischen Chemie für Anfänger, 1. — **Heller**: Allgemeine und angewandte Chemie, anorganischer Teil, 2. — **Drucker**: Physikalisch-chemische Thermodynamik, 2. — **Deussen**: Die maßanalytischen Bestimmungen des neuen Deutschen Arzneibuchs (5. Ausgabe), 1. — **Scheiber**: Allgemeine organische Chemie, für Vorgerücktere, 2. — **Sieverts**: Neuere Forschungen in der anorganischen Chemie, 1. — **Ostwald**: Angewandte Kolloidchemie, 1. — **Waentig**: Untersuchung von Nahrungsmitteln und Gebrauchsgegenständen, mit Berücksichtigung der einschlägigen gesetzlichen Bestimmungen, 1. — **Schaefer**: Analytische Chemie unter Berücksichtigung ihrer theoretischen Grundlagen, mit Demonstrationen, 2. — **Reddelien**: Geschichte und Chemie der Explosivstoffe, 1. —

Hölder: Anwendungen der elliptischen Funktionen, 3; Elliptische Modulfunktionen, 3; Seminar: Übungen für Vorgeschrittene in Funktionentheorie, 2 *g*. — **Bruns**: Wahrscheinlichkeitsrechnung und Kollektivmaßlehre, 4; Praktische Übungen in der Sternwarte, *g*; Praktikum zur Instrumentenkunde, für Mathematiker, 4 Nachmittage. — **Rohn**: Algebraische Kurven, insbesondere der 3. und 4. Ordnung, 4, Übungen, 1 *g*; Darstellende Geometrie, 2, Übungen (mit König), 2. — **Herglotz**: Gewöhnliche Differentialgleichungen, 4, Übungen, 14tägig, 2 *g*; Algebraische Analysis (zur Einführung in die Differential- und Integralrechnung), 2. — **Koebe**: Analytische Geometrie der Ebene, 4, Übungen, 14tägig, 2 *g*; Einleitung in die Funktionentheorie I, 2. — **König**: Einführung in die Zahlentheorie, 2. —

Universität Marburg.

Richarz: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Optik, 5; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Praktikum (mit Feußner und Schulze), 6; Leitung eigener Untersuchungen, tägl. — **Feußner**: Theoretische Physik: Analytische Mechanik, 4; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Schulze**: Elektromagnetische Wellen, 2. — **Wegener**: Die Bewegungserscheinungen der Atmosphäre, 1. — **Take**: Über die neueren elektrischen Strahlungserscheinungen: Kathoden-, Anoden-, Kanal-, Röntgen- und Becquerelstrahlen, 1; Physikalische Technologie mit Demonstrationen und Exkursionen, 2. —

Zincke: Experimentalchemie I: Anorganische Chemie für Chemiker und Mediziner, 6; Praktische Übungen in anorganischer, organischer und analytischer Chemie, sowie selbständige chemische Arbeiten (mit Fries), tägl., für Mediziner, halbtägig; Praktisch-chemischer Kursus für Mediziner (mit Fries), 4. — **Schmidt**: Anorganische Chemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie und Medizin, 6; Praktische Übungen in der analytischen und forensischen Chemie, sowie in der Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel und selbständige chemische Arbeiten (mit Keller), im Anschluß: Qualitative Analyse, *g*. — **Fittica**: Theoretische Chemie, 2; Neuere Geschichte der Chemie, 1 *g*. — **Thiel**: Physikalische Chemie I, 3; Grundzüge der physikalischen Chemie für Mediziner und Pharmazeuten, 1; Einführung in die physikalische Chemie und theoretisch-chemische Übungen, 1 *g*; Anleitung zu selbständigen physikochemischen Untersuchungen, tägl.; Photochemisches und photographisches Praktikum, für Anfänger und Fortgeschrittene (mit Stuchtey), 2. — **Reißert**: Chemie der Benzolverbindungen, 2. — **Fritsch**: Pyridinderivate, 1 *g*. — **Fries**: Ausgewählte Kapitel aus der organischen Chemie: Aliphatische Verbindungen, 3; Chemisches Kolloquium, 2 *g*; Chemisches Repetitorium für Mediziner, 1. — **Keller**: Untersuchung von Trinkwasser, Harn usw., 2; Grundlagen und Methoden der Maßanalyse, 1; Prüfung der Arzneimittel III: Neuere, synthetische Präparate, 1; Übungen im Sterilisieren. — **Flade**: Chemische Technologie II: Kraft-, Wärme-, Lichterzeugung, 2; Ausgewählte Kapitel der chemischen Thermodynamik, 1; Gasanalytisches Praktikum, 3. —

Hensel: Funktionentheorie, 4; Auflösung der algebraischen Gleichungen: Galoissche Theorie, 4; Mathematisches Proseminar, 1 *g*; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Neumann**: Analytische Geometrie, 4; Einführung in die Potentialtheorie, 4; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **v. Dalwigk**: Synthetische Geometrie, 4; Darstellende Geometrie I, mit Übungen, 4. — **Hellinger**: Differential- und Integralrechnung I, 4; Mathematische Übungen für Anfänger: Analytische Geometrie, Differential- und Integralrechnung, 2. —

Universität München.

Röntgen: Experimentalphysik II: Wärme und Elektrizität, 5; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Praktische Übungen im physikalischen Laboratorium (mit Koch und Wagner), 12; Handfertigkeitskurs, 6. — **Sommerfeld**: Thermodynamik einschließlich kinetischer Gastheorie, 5, Übungsaufgaben, 2 *g*; Elektronentheorie der Metalle und verwandte statistische Fragen für Vorgeschrittene, 2; Selbständige Arbeiten im Institut für theoretische Physik, tägl. — **Graetz**: Experimentalphysik II: Mechanik, Akustik, Optik, 5; Praktikum für physikalische Demonstrationen, 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus der Physik, tägl. *g*. — **Donle**: Einführung in die theoretische Elektrizitätslehre, 2. — **Laue**: Das Relativitätsprinzip und seine Folgerungen, 3, Übungen, 2 *g*. — **Koch**: Die neueren Forschungen über den Vorgang der Lichtemission: Struktur der Spektrallinien, Fluoreszenz und anomale Dispersion in Metalldämpfen, Zeemaneffekt, Natur des weißen Lichtes, mit Demonstrationen, 1. — **Schmauß**: Wissenschaftliche Luftschiffahrt, 1; Physikalische Erdbebenforschung, 1. — **Wagner**: Mathematische Ergänzungen zur Experimentalphysik II, 1. —

v. Baeyer: Organische Experimentalchemie, 5; Praktische Arbeiten im chemischen Laboratorium (mit Piloty, Vanino und Prandtl in der unorganischen, mit Piloty, Vanino, Dimroth, Dieckmann und Wieland in der organischen Abteilung), tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Piloty und Vanino), 4; Praktische Arbeiten im chemischen Laboratorium für fortgeschrittenere Mediziner (mit Piloty), ganz- oder halbtägig. — **Paul**: Anorganische Chemie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung, 5; Nahrungsmittelchemie II, 2; Pharmazeutisch-chemische Präparatenkunde: Organische Präparate, 3; Chemisches Praktikum: Praktische Übungen, einschließlich physikalisch-chemischer, elektrochemischer und nahrungsmittelchemischer Arbeiten im Laboratorium für angewandte Chemie, tägl. außer Sonnabend; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum: Praktische Übungen, einschließlich der Übungen in den für den Apotheker wichtigen Sterilisationsverfahren (die pharmazeutisch-chemischen Übungen mit Heiduschka), tägl. außer Sonnabend. — **Piloty**: Über analytische Chemie II, 3; Elektrolytisches Praktikum, 4—5 Wochen. — **Dimroth**: Spezielle organische Chemie II: Benzolderivate, 4. — **Prandtl**: Spezielle unorganische Experimentalchemie I: Alkalimetalle, Erdalkalien und Schwermetalle, 4; Praktikum für Gasanalyse, 4. — **Dieckmann**: Synthetische Methoden der organischen Chemie, 1 *g*. — **Wieland**: Chemie der Lebensvorgänge, 2; Anwendungen

der physikalischen Chemie in der Technik, 1. — **Heiduschka**: Neuere Arzneimittel, Ausmittelung von Giften: Gerichtliche Chemie, 2; Chemische Wertbestimmung von Drogen und galenischen Arzneimitteln, 1. — **Schlenk**: Elemente der physikalischen Chemie: Elektrochemie, 1. — **Pummerer**: Einführung in die Färberei mit praktischen Übungen, 3. — **Meyer**: Über Katalyse, 1. —

Lindemann: Integralrechnung, 5; Theorie der linearen Differentialgleichungen und der konformen Abbildung, 4; Über das Problem der Quadratur des Kreises, 2; Mathematisches Seminar, $1^1/_2$ *g*. — **v. Seeliger**: Stellarastronomie: Fixsternkunde, 4; Praktische Übungen an den Instrumenten der Sternwarte (mit Großmann). — **Voß**: Analytische Geometrie des Raumes, 4; Analytische Mechanik II, 4; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Pringsheim**: Elementare Theorie der gewöhnlichen Differentialgleichungen, 4; Analytische Zahlentheorie, 4. — **Brunn**: Zwischen analytischer Geometrie und Analysis situs, 2. — **Doehlemann**: Darstellende Geometrie II: Axonometrie, Perspektive, 4, Übungen, 2; Synthetische (neuere) Geometrie II: Grundgebilde der zweiten und dritten Stufe, 4; Das Imaginäre in der Geometrie, 1 *g*. — **Hartogs**: Differentialrechnung, 5, Übungen, 1 *g*. — **Böhm**: Ausgewählte Kapitel aus der Differentialgeometrie, 3; Wahrscheinlichkeitsrechnung mit besonderer Berücksichtigung der höheren Probleme der Versicherungsmathematik, 3. —

Technische Hochschule München.

Ebert: Experimentalphysik II: Elektrophysik II, Optik, 4; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Physik, nach Verabredung. — **K. Fischer**: Grundzüge der Physik II: Optik, Elektrizität, 3; Apparate und Methoden des physikalischen Unterrichts an Mittelschulen II: Optik, Elektrizität, Magnetismus, 3; Einführung in die theoretische Physik II: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 4. — **Knoblauch**: Technische Meßmethoden, 2; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Physik, nach Verabredung. — **Emden**: Grundzüge der Potentialtheorie, 2; Die Stabilität der Lenkballone und Drachenflieger, 2. — **von und zu Aufseß**: Physik der Himmelskörper, 2. — **Urban**: Unterrichtskurse in praktischer Photographie, 1, Übung, 3. — **Voit**: Angewandte Physik: Heizung, Lüftung, Akustik der Gebäude, Blitzableiter, Übungen, 2; Schwachstromtechnik: Telegraphie, Telephonie und drahtlose Telegraphie, 2. — **Heinke**: Einführung in die Elektrotechnik, Übungen, 2, Praktikum, 2; Elektrotechnik für Maschineningenieure, 3; Elektrische Meßtechnik, 3; Elektrotechnisches Praktikum I: Meßtechnik und Photometrie, 4 und 2; Elektrotechnisches Praktikum für Vorgeschrittene, 20 bis 32. — **Ossanna**: Elektrotechnisches Praktikum II: Messungen an Maschinen, Umformern und Transformatoren, 4 und 2; Theorie und Konstruktion der elektrischen Maschinen III: Transformatoren und Asynchronmotoren, 4; Entwerfen von elektrischen Maschinen, 4; Entwerfen von Wechselstrom-Kommutatormotoren, 4. — **Kadrnozka**: Bau und Betrieb elektrischer Anlagen I (Verwertung elektrischer Arbeit), c) Elektrische Lichtbetriebe, 3, II: Erzeugung und Verteilung elektrischer Arbeit, 2, Übungen, 4. —

Muthmann: Allgemeine Experimentalchemie einschließlich der Grundzüge der organischen Chemie, 5; Chemisches Praktikum im analytischen und elektrochemischen Laboratorium, 10, 20 oder 30; Praktikum in der technischen Gasanalyse (mit Hofer), 3; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der unorganischen Chemie und der Elektrochemie, 30. — **Lipp**: Organische Chemie, 5; Chemisches Praktikum im organischen Laboratorium, 20 bis 30; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der organischen Chemie, 30. — **Rohde**: Heterozyklische Verbindungen I, 2; Chemie der hydroaromatischen Verbindungen, 1. — **Hofer**: Analytische Chemie der Metalle und Metalloide nebst Gewichts- und Maßanalyse I, 4; Die elektrochemischen Prozesse, 2. — **Schultz**: Chemische Technologie III: Chemische Großindustrie, 2, IV: Mörtelmaterialien, Kunststeine, Glas- und Tonwaren, 2; Praktikum im chemisch-technischen Laboratorium, 20—30; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Chemie, 30; Chemisch-technische Übungen: Chemisch-technische Analyse, Färberei, 4; Chemisches Praktikum für Kandidaten des höheren Zoll- und Steuerdienstes, 3. — **Lintner**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2; Gärungschemisches Praktikum, mit Übungen, bis 30; Grundzüge der organischen Chemie und Einführung in die Technologie und Warenkunde mit besonderer Berücksichtigung der Gärungsgewerbe, 4. —

v. Dyck: Grundzüge der höheren Mathematik, 4, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Theorie der Differentialgleichungen, 3; Mathematisches Seminar, Kolloquium (mit Finsterwalder, Burkhardt, Liebmann), 2. — **Finsterwalder**: Höhere Mathematik II, 6, Übungen, 2; Differentialgeometrie, 3. — **Burkhardt**: Höhere Mathematik IV, 2, Übungen, 2; Analytische Mechanik, 4, Übungen, 1. — **Liebmann**: Trigonometrie, Übungen, 1; Projektive Geometrie, 4, Übungen, 1; Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate, 2. — **Burmester**: Darstellende Geometrie II, 4, Übungen, 4. — **Schmidt**: Vermessungskunde II, 4, Praktikum, 4 und 8; Hauptvermessungsübungen, 2; Katastertechnik II, 3, Praktikum IV, 8 und 2; Kartierungsübungen, 4. — **Föppl**: Technische Mechanik I: Einführung in die Mechanik, 4, IV: Dynamik, 3, Übungen, 2; Praktikum im mechanisch-technischen Laboratorium, 2. —

Universität Münster.

Schmidt: Experimentalphysik: Mechanik, Wärme, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Matthies), 3 oder 6, für Fortgeschrittene (mit Konen), tägl.; Physikalisches Seminar (mit Konen und Matthies), 14tägig, 2 g. — **Konen**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4, Übungen, 1 *g*; Übungen in Demonstrationsversuchen und in der Anfertigung einfacher Apparate (mit Ley), 3. — **Matthies**: Physikalische Maßbestimmungen und Meßinstrumente unter besonderer Berücksichtigung der elektrischen Meßmethoden, 2. —

Salkowski: Organische Chemie, 5; Chemie der Metalle, 2 *g*; Chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner (mit Kaßner und Ley), 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Ley), tägl. außer Sonnabend. — **Kaßner**: Anorganische Chemie mit besonderer Berücksichtigung der Medizin und Pharmazie, 4; Kolloquium über pharmazeutische Präparate und die Gegenstände des Deutschen Arzneibuchs, 1; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie, mit besonderer Berücksichtigung von Glasindustrie und Keramik, 1; Pharmazeutisch-chemische, maßanalytische und toxikologische Übungen im Laboratorium, Darstellung chemischer Präparate, für Vorgerücktere Bearbeitung selbständiger wissenschaftlicher oder technischer Aufgaben, tägl. außer Sonnabend; Über Gifte und deren Nachweis in Untersuchungsobjekten, 1 *g*. — **Ley**: Physikalische Chemie, 2; Konstitutionsbestimmung auf physikalisch-chemischer Grundlage, 1 *g*. — **Tobler**: Sterilisationstechnik, 2. — **König**: Übungen im Laboratorium der agrikulturchemischen Versuchsstation, tägl. — **Bömer**: Analyse der Nahrungs- und Genußmittel, 2 *g*; Besprechung ausgewählter Kapitel der Nahrungsmittelchemie, 1 *g*. —

v. Lilienthal: Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen, 1 *g*; Funktionentheorie, 4; Übungen des mathematischen Unterseminars, 2 *g*. — **Killing**: Analytische Geometrie I, 4, Übungen, 1 *g*; Zahlentheorie, 3; Übungen des mathematischen Oberseminars, 2 *g*. — **Timpe**: Potentialtheorie, 4; Darstellende Geometrie II, 1, Übungen, nach Verabredung, *g*; Geodätisches Praktikum (mit Schewior), 2; Geodätische Exkursionen (mit Schewior), halbmonatlich, 1 Nachmittag. — **Schewior**: Praxis der Photogrammetrie und Stereophotogrammetrie, 1; Topographische Aufnahmen, mit Einschluß der Routenaufnahmen auf Reisen, 1; Topographische Übungen im Gelände (mit Meinardus), nach Verabredung, *g*. — **Plaßmann**: Das Sonnen-

system, 2 *g*; Methode der kleinsten Quadrate, 2; Interpolationsrechnung und mechanische Quadratur, 2; Übungen im Beobachten und Rechnen, *g*. —

Akademie Posen.

Spies: Telegraph und Telephon, 1; Optik II, 2; Physikalisches Kolloquium, 1; Physikalische Übungen, 3, für Vorgeschrittene, nach Verabredung. —

Wörner: Einführung in die Chemie der Kohlenstoffverbindungen, 2; Chemische Übungen für Anfänger, 2, für Geübtere, nach Verabredung. —

Kummerow: Darstellende Geometrie, 2; Schwierigere Probleme der Stereometrie, 1. — **Paur**: Graphostatik, 1, Übungen, 1. —

Universität Prag.

Lampa: Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum II: a) für Physiker und Mathematiker, 6, b) für Chemiker und Naturhistoriker, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. *g*. — **Spitaler**: Geophysik, 3; Erdmagnetismus, 2 *g*. —

Meyer: Organische Chemie, 5; Chemische Übungen, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, halbtägig; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen, tägl. *g*. — **Rothmund**: Physikalische Chemie II, 4; Physikalisch-chemisches Praktikum, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, für Vorgeschrittene, tägl. außer Sonnabend. — **Kirpal**: Chemische Großindustrie, 3. — **Hönigschmid**: Analytische Chemie für Mediziner, 2; Ausgewählte Kapitel der quantitativen chemischen Analyse, 2. —

Pick: Algebraische Gleichungen, 5; Übungen im Seminar, 2 *g*. — **Weinek**: Theorie des Passagen-Instrumentes im Meridiane und im ersten Vertikale, 3; Übungen im astronomischen Beobachten, 2; Die Ermittlung der Sternschnuppenbahnen, 1 *g*. — **Scheller**: Astrophotographie, 2. —

Technische Hochschule Prag.

Tuma: Physik: Elektrostatik, Stationäre Elektrizitätsströmungen, Magnetische Wirkungen des elektrischen Stromes, Magnetische Induktion, 5, für Kulturingenieure und Geodäten, 3; Physikalisches Praktikum, 3, für Lehramtskandidaten, 6. — **Außerwinkler**: Photographie, 1, Übungen, 4. — **Puluj**: Allgemeine Elektrotechnik: Elektromotoren für Gleich- und Wechselströme, Elektrische Bahnen, 2, Praktische Übungen, 3; Spezielle Elektrotechnik: Elektrische Zentralen für Beleuchtung und Kraftübertragung, Berechnung der Leitungsnetze, 2; Elektromechanische Konstruktionen, 1. — **Pichl**: Meteorologie und Klimatologie, Praktikum, 1. —

N. N.: Allgemeine Experimentalchemie: Kohlenstoffverbindungen, 6; Praktische Übungen in der qualitativen Analyse, 25; Analytische Chemie (quantitative), 2; Praktische Übungen in der quantitativen Analyse, 29; Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen für Geübtere, 30. — **Storch**: Chemie der Metalle und technische Metallgewinnung, 2; Maßanalyse und chemische Arithmetik, 1; Physikalische Chemie II: Thermochemie, 2, III: Elektrochemie, 3, Übungen, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen, 15; Physikalische Methoden der Untersuchung von Nahrungsmitteln, 1, Übungen, 3. — **v. Gintl**: Chemie der Nahrungs- und Genußmittel, 2, Übungen, 6; Praktische Unterweisung in der chemischen Untersuchung von Rohstoffen und Gebrauchsartikeln, 1, Übungen, 4; Untersuchung der Milch und Butter und Analyse der Fette, 1; Enzyklopädie der technischen Chemie, 2; Praktische Übungen in der Ausführung von Heizgasuntersuchungen, 1. — **Ditz**: Chemische Technologie anorganischer Stoffe, 6. — **v. Georgievics**: Chemische Technologie organischer Stoffe II, $6^1/_2$, Übungen, $26^1/_2$. — **Harpf**: Technologie des Schwefeldioxydes, 2. —

Carda: Mathematik I, 4, Übungen, 2; Elemente der höheren Mathematik, 2, Übungen, 1; Mathematik für Handelsschullehrer, 3; Ausgewählte Kapitel der Differential- und Integralrechnung: Binare Formen, 2. — **Kowalewski**: Mathematik IIa, 5, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel der höheren Mathematik, 2. — **Rosmanith**: Versicherungsmathematik I, 3, II, 3. — **Janisch**: Darstellende Geometrie, 3, Konstruktive Übungen, 8, 5 und 6; Ausgewählte Kapitel aus der darstellenden und projektiven Geometrie, 3, Übungen, 4. — **Stark**: Enzyklopädie der Mechanik I, 2; Graphische Statik, 2, Konstruktive Übungen, 2; Mechanik II, 4, Repetitorium, 1, III, 3. — **Haerpfer**: Elemente der niederen Geodäsie, Übungen, 4; Kartenprojektion, 1. — **Adamczik**: Praktische Geometrie II: Niedere Geodäsie, $4^1/_2$, Übungen, 6; Grundzüge der sphärischen Astronomie, 3, Übungen, 2; Anwendungen der Geodäsie auf Kulturtechnik, 2, Übungen, 2. — **Grünwald**: Geometrie der Bewegung starrer Systeme, 2. —

Universität Rostock.

Heydweiller: Experimentalphysik: Allgemeine Physik, Akustik, Wärme, 5; Physikalische Übungen a) für Mathematiker und Naturwissenschaftler (mit Weber), mit Handfertigkeitsunterricht, 4 oder 8, b) für Mediziner und Pharmazeuten, 4; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, tägl.; Physikalisches Seminar (mit Weber), 1. — **Weber**: Analytische Mechanik, 3, Übungen, 1; Mechanische Wärmetheorie, 2; Zeit- und Ortsbestimmungen, mit Übungen, 1. —

Michaelis: Anorganische Chemie, 5; Übungen im chemischen Laboratorium: a) Großes chemisches Praktikum, tägl. außer Sonnabend, b) Kleines chemisches Praktikum, 9, c) Übungen für Mediziner, 4, d) Übungen für Nahrungsmittelchemiker (mit Kunckell), 4. — **Stoermer**: Chemie der Benzolderivate, 4; Chemie und Technologie der Farbstoffe mit anschließendem farbchemischen Praktikum, 3; Maßanalyse, 1. — **Honcamp**: Agrikulturchemisches Praktikum, tägl.; Agrikulturchemie II: Tierernährung, 2. — **Kümmell**: Elektrochemie, 3; Kleines elektrochemisches Praktikum, 4; Elektrochemische Analysen und Präparate, 3—4; Physikochemisches Vollpraktikum, tägl. — **Kunckell**: Examinatorium der Chemie, hauptsächlich organische Chemie, 3; Einführung in die Nahrungsmittel- und Harnanalyse, für Pharmazeuten, 1; Über Alkaloide, für Pharmazeuten, 1; Exkursionen zur Besichtigung chemischer Betriebe mit Besprechung derselben, 1; Chemische Untersuchungen der Arzneimittel, hauptsächlich maßanalytische Bestimmungen, 1. —

Staude: Algebra, 4; Elliptische Funktionen, 4; Mathematisches Seminar, 2. —

Universität Straßburg.

Braun: Experimentalphysik I: Mechanik, Molekularphysik, Optik, 5; Physikalische Übungen, 5 oder 10; Übersichtskursus für Mediziner, 3; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Kolloquium (mit Cohn), 2 *g*. — **Cohn**: Elektrizitätslehre, 4; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten. — **Mandelstam**: Telegraphen- und Fernsprechtechnik: Schaltungen und Apparate, 3, Übungen, 3. — **Gans**: Theorie der Schwingungen, 2. — **Papalexi**: Über Maßeinheiten und absolute Messungen, mit Demonstrationen, 1. — **Hergesell**: Die Gestalt der Erde, 2; Meteorologisches und geophysikalisches Kolloquium, 14tägig, 2; Meteorologische Übungen, nach Verabredung. —

Thiele: Allgemeine Experimentalchemie, organischer Teil, 5; Chemisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene (mit Wedekind und Straus), tägl. außer Sonnabend; Kolloquium über organische Chemie, 1 *g*. — **Schär**: Pharmazeutische Chemie, 5; Ausgewählte Arzneistoffe der Indier und Ostasiaten, 2; Die technischen Milchsäfte in pharmakognostisch-chemischer Beziehung, 1 *g*; Übungen und Untersuchungen im Laboratorium des pharmazeutischen Instituts, tägl. außer Sonnabend; Chemisches

Praktikum für Nahrungsmittelchemiker (mit Rosenthaler), tägl. außer Sonnabend; Pharmakognostisches Praktikum I (mit Rosenthaler), 3, II, 3. — **Rose**: Chemische Technologie der leichten Metalle und ihrer Salze, 3; Die Mineralfarben, 1 *g*. — **Wedekind**: Physikalische Chemie, einschließlich Einführung in die Elektrochemie, 3; Spezielle anorganische Chemie: Elemente der 5., 6., 7. und 8. Gruppe des periodischen Systems, 2; Gasanalyse, mit Übungen, 2; Physikochemisches und elektrochemisches Praktikum, 4; Kolloquium über Fortschritte der anorganischen und physikalischen Chemie, 14tägig, 1 Abend *g*. — **Kreutz**: Die Bereitung und Untersuchung von Wein, Schaumwein und Branntwein, mit Exkursionen, 1. — **Straus**: Benzolderivate I, 3; Chinonimid- und Azinfarbstoffe, 1. — **Rosenthaler**: Neue Arzneimittel, mit Berücksichtigung des 5. Arzneibuches, 1. —

Weber: Bestimmte Integrale und Einleitung in die Funktionentheorie, 4; Algebra, 2; Übungen des mathematischen Oberseminars (mit Wellstein, v. Mises, Epstein und Speiser), $1^1/_2$ *g*. — **Schur**: Theoretische Mechanik, 4; Theorie der gewöhnlichen Differentialgleichung, 2; Übungen des mathematischen Seminars, für Vorgerückte, $1^1/_2$ *g*. — **Bauschinger**: Geodäsie mit praktischen Übungen, 5; Astronomische Beobachtungen an Instrumenten der Sternwarte für Vorgeschrittene, nach Verabredung. — **Simon**: Stereometrie der nichteuklidischen Geometrie, 1 *g*. — **Wellstein**: Elliptische und hyperelliptische Funktionen, 4; Invariantentheorie, 2. — **v. Mises**: Technische Mechanik II: Hydromechanik und Aeromechanik, 3; Die Differential- und Integralgleichungen der Mechanik und Physik, 3; Seminarübungen in angewandter Mathematik, $1^1/_2$ *g*. — **Epstein**: Einführung in die höhere Mathematik, 2. — **Wirtz**: Doppelsterne, 1. — **Speiser**: Die Theorie der algebraischen Zahlkörper, 2; Neuere Probleme der Gruppentheorie, 1; Übungen im mathematischen Unterseminar, 1 *g*. —

Technische Hochschule Stuttgart.

Koch: Experimentalphysik: Elektromagnetismus, Induktion, Akustik, Optik, Elektrooptik, 4; Theoretische Physik, 2; Übungen im physikalischen Institut (mit Szivessy), a) Physikalisches Praktikum, halbtägig, tägl. außer Sonnabend, b) Anleitung zu physikalisch-wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Handfertigkeitspraktikum in Physik, für Vorgeschrittene, 2—3; Physikalisches Kolloquium, 2. — **Wallot**: Theorie der Elektrizität II: Theoretische Physik, 2. — **Veesenmeyer**: Grundlagen der Elektrotechnik I: Grunderscheinungen und Grundgesetze, 1; Elektrotechnische Konstruktionselemente, 2, Übungen, 4; Elektrische Maschinen und Apparate II, 3; Elektrotechnische Maschinenkonstruktionen, 8; Elektrische Bahnen und Fahrzeuge, 3; Die Elektrizität in der Landwirtschaft, 1; Projektieren elektrischer Anlagen, Übungen, 4. — **v. Dietrich**: Elektrische Beleuchtung: Bogenlicht und Glühlicht, 3; Elektrotechnische Meßkunde II, 2; Elektrotechnisches Laboratorium II für Elektroingenieure (mit Herrmann), nach Verabredung, III, nach Verabredung. — **Herrmann**: Elektrische Zentralanlagen und Leitungen, 2; Elektrotechnische Meßkunde I, 2; Elektrotechnisches Laboratorium I für Maschinen- und Elektroingenieure (mit Hähnle und Brauburger), nach Verabredung, II für Maschineningenieure, nach Verabredung. —

v. Hell: Unorganische Chemie, 4; Organische Chemie, 2; Theoretische Chemie, 2; Übungen im Laboratorium für reine und pharmazeutische Chemie (mit Kauffmann, Schmidt, Bauer). — **Gutbier**: Physikalische Chemie, 2; Technische Chemie, 2; Übungen im Laboratorium für Elektrochemie und Technische Chemie (mit Wegelin), tägl. außer Sonnabend. — **Häußermann**: Chemische Technologie der Baumaterialien, 1. — **Küster**: Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, 2; Toxikologie, 1. — **Kauffmann**: Farbenchemie, unter besonderem Eingehen auf die Chemie mehrkerniger Benzolderivate, 2; Chemische Tagesfragen, 1. — **Schmidt**: Analytische Chemie, 2; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 2. — **Bauer**: Pharmazeutisch-chemisches Repetitorium, 2; Arbeitsmethoden des Deutschen Arzneibuchs, 1. — **Philip**: Technische und Handelsanalysen organischer Produkte, 1. — **Rohland**: Anwendungen der physikalischen Chemie auf technische Analysen und Prozesse, 1 *g*; Technologie der Mörtel- und Tonmaterialien, 1 *g*; Chemie der unorganischen Kolloide, 1 *g*. — **Brunner**: Photographisches Praktikum, 2. —

Haller: Trigonometrie, Übungen, 2. — **Kommerell**: Elementarmathematik vom höheren Standpunkt aus, 1. — **Kutta**: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 2, III, 3; Mathematisches Seminar, 2. — **Wölffing**: Funktionentheorie, 3; Variationsrechnung, 1 *g*. — **Mehmke**: Darstellende Geometrie (mit Stübler) I, 3, Übungen, 4, II, 1, Übungen, 2; Vektoren- und Punktrechnung (mit Stübler), 3, Übungen, 1; Mathematisches Seminar, 1. — **Stübler**: Mathematische Geographie, 2; Synthetische Geometrie, 3. — **v. Weyrauch**: Einleitung in die mathematische Theorie der Elastizität, 2; Aerostatik und Aerodynamik, 2. — **Roth**: Perspektive, 2. — **Kriemler**: Technische Mechanik: Dynamik und Hydraulik, 6, Übungen, 6. — **v. Hammer**: Praktische Geometrie II: Vermessungskunde, 5, Messungsübungen, 12; Geodätische Schlußübungen, 12 Tage; Übungen zur höheren Geodäsie, 2; Übungen in praktischer Geometrie (mit Heer), 8. —

Universität Tübingen.

Paschen: Experimentalphysik: Mechanik, Optik, 5; Physikalische Übungen für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, halbtägig; Selbständige wissenschaftliche Untersuchungen, ganztägig. — **Meyer**: Theorie der Elektrizität, 3, Übungen, 1. — **Rosenberg**: Die Physik der Sonne, 1; Übungen in astronomischen Beobachtungen für Anfänger, 2, Theoretische Ergänzungen, 1; Leitung selbständiger astronomischer und astrophysikalischer Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl. —

Wislicenus: Allgemeine Chemie II: Organische Chemie, 5, Ergänzungen, für Vorgerückte, 1; Praktische Übungen im Laboratorium für Anfänger und Fortgeschrittene, tägl.: a) analytisch-chemisches Praktikum (mit Bülow), b) chemisch-pharmazeutisches Praktikum (mit Weinland), c) Präparative Arbeiten (mit Kliegl), d) Physikalisch-chemische Übungen (mit Magnus), e) Anleitung zu selbständigen Untersuchungen auf dem Gebiete der physikalischen Chemie (mit Bülow, Weinland, Kliegl und Magnus), f) Abgekürztes chemisches Praktikum für Nichtchemiker. — **Thierfelder**: Physiologische Chemie der Eiweißstoffe, Fette und Kohlenhydrate, 2; Praktisch-chemische Übungen für Anfänger I: Qualitative Analyse, 6, II: Quantitative Analyse und physiologisch-chemische Übungen, 6; Physiologisch-chemische Arbeiten für Geübtere, tägl. — **Bülow**: Analytische Chemie der Salzsäure-, Schwefelwasserstoff- und Schwefelammoniumgruppe, mit besonderer Rücksicht auf die praktischen Arbeiten im Laboratorium, 3; Allgemeine chemische Technologie, 2; Repetitorium der Chemie für Mediziner. — **Weinland**: Chemie der Arzneistoffe II: Organischer Teil, 2; Quantitative Untersuchung der Arzneistoffe, organischer Teil, 1; Chemie der Genußmittel, 1; Nachweis von Giften für gerichtliche Zwecke, 1. — **Kliegl**: Zyklische Verbindungen I: Einkernige Benzolderivate, 2. —

v. Brill: Mechanik, 5; Übungen im mathematischen Seminar, 2. — **Maurer**: Funktionentheorie, 4; Invariantentheorie, 2; Mathematisches Seminar, 2. — **Perron**: Differentialrechnung, 4; Synthetische Geometrie, 3; Übungen im mathematischen Seminar, 2. — **Happel**: Wahrscheinlichkeitsrechnung, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Festigkeitslehre, 2. — **Magnus**: Einführung in die höhere Mathematik, 1; Physikalisch-chemische Deutung der wichtigsten analytischen Reaktionen, 1. —

Universität Wien.

Lecher: Experimentalphysik für Lehramtskandidaten und Mediziner II, 5. — **Exner**: Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten, 6, für Chemiker und Naturhistoriker, 6; Physikalisch-wissenschaftliche Arbeiten Vorge-

schrittener, tägl. — **Hasenöhrl**: Elektrizität II, 5; Proseminar für theoretische Physik, 1 *g*; Seminar für theoretische Physik, 1 *g*; Besprechung neuerer Arbeiten über theoretische Physik (mit Ehrenhaft, Nabl und Frank), 1. — **Meyer**: Anleitung zu radioaktiven Messungen, 3. — **Haschek**: Physikalisches Praktikum für Vorgeschrittene, 8. — **Ehrenhaft**: Elemente der theoretischen Physik: Elektrizitätstheorie, Optik, Strahlung, 5. — **Frank**: Besprechung des physikalischen Lehrstoffes der Mittelschule, 2; Die Randwertprobleme der Potentialtheorie, 1. — **Heß**: Die luftelektrischen Meßmethoden, 2. — **Trabert**: Theorie und Praxis der meteorologischen Instrumente, 3. — **Defant**: Die wissenschaftliche Wettervorhersage, 1. — **Schmidt**: Gewitter und Böen, 1. — **Kohlrausch**: Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten, 6. —

Wegscheider: Chemische Übungen für Anfänger, tägl. außer Sonnabend; Arbeiten im I. chemischen Laboratorium für Vorgeschrittene (mit Wenzel und Pollak), tägl. — **Goldschmiedt**: Experimentalchemie II: Organische Chemie für Philosophen, Mediziner und Pharmazeuten, tägl. außer Sonnabend; Chemische Übungen für Anfänger und Vorgeschrittene, tägl. außer Sonnabend, für Mediziner, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen chemischen Untersuchungen, tägl. außer Sonnabend. — **Herzig**: Pharmazeutische Chemie, 5, Übungen für Pharmazeuten, tägl. außer Sonnabend. — **Pribram**: Kolloidchemie, 2. — **Franke**: Anleitung zur Ausführung chemisch-wissenschaftlicher Arbeiten, tägl.; Übungen in der Ausführung chemischer Schulversuche, für Physiker und Chemiker, 4; Maßanalyse, 2. — **Pollak**: Chemische Technologie: Organische Farbstoffe und ihre Anwendungen II, mit Exkursionen, 2; Repetitorium der analytischen Chemie für Pharmazeuten, 2; Übungen über ausgewählte Kapitel der pharmazeutischen Chemie, 4. — **Wenzel**: Chemische Technologie: Metallurgie, 2. — **M. Kohn**: Chemisches Repetitorium, für Philosophen, Mediziner und Pharmazeuten, 2. — **Abel**: Chemische Statik, 2. — **Moßler**: Die Prüfungsmethoden der organischen und galenischen Präparate der Pharmakopöe, 2. — **Kailan**: Ausgewählte Kapitel aus der physikalischen Chemie, 1. —

v. Escherich: Differential- und Integralrechnung, 5, Übungen, 1; Proseminar für Mathematik, 1 *g*; Seminar für Mathematik, 2 *g*. — **Wirtinger**: Funktionentheorie (Fortsetzung), 5; Mathematische Statistik, 3; Mathematisches Seminar, 2 *g*; Mathematisches Proseminar, 1 *g*. — **G. Kohn**: Analytische Geometrie (Fortsetzung), 4, Übungen, 1 *g*; Nichteuklidische Geometrie, 2. — **Tauber**: Versicherungsmathematik, 6; Mathematische Statistik (Fortsetzung), 2 *g*. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik II, 3. — **Hanni**: Komplexe Zahlensysteme, 2. — **v. Schrutka**: Gewöhnliche Differentialgleichungen: Elementare Lösungsmethoden, 2. — **Hepperger**: Praktische Astronomie, 2; Physik der Sonne, 2; Bahnbestimmung spektroskopischer Doppelsterne, 1. — **Oppenheim**: Mechanik des Himmels II: Einführung in die Mondtheorie, 3; Theorie der Kometen, 2. — **Schram**: Zeitrechnung verschiedener Völker und Umrechnung von Daten, 2. — **Ebert**: Elementare Einführung in die mathematische Geographie, mit Übungen, 3. —

Technische Hochschule Wien.

Jäger: Physik, 5. — **Mache**: Physik, 2, 5 und 4. — **Sahulka**: Elektrotechnik, 4½; Elektrotechnische Meßkunde, 2, Praktische Übungen I (mit Reithoffer), 4. — **Reithoffer**: Allgemeine Elektrotechnik, 2; Übungen zu elektrischen Schwingungen und Wellen, 3; Allgemeine Wechselstromtechnik, 2. — **Pichelmayer**: Dynamobau, 3, Konstruktionsübungen I, 4, II, 8; Elektrotechnik, Praktische Übungen II, 4. — **Hochenegg**: Elektrische Stromverteilung, 3; Bau und Betrieb elektrischer Anlagen, Übungen, 4. — **Jüllig**: Elektrische Telegraphie und Eisenbahn-Signalwesen, 2. —

Suida: Allgemeine Experimentalchemie II: Organische Chemie I, 5; Chemische Technologie organischer Stoffe, 5, Übungen, tägl. außer Sonnabend. — **Bamberger**: Übungen im Laboratorium der allgemeinen Experimentalchemie, tägl., Enzyklopädie der technischen Chemie, 3. — **Vortmann**: Analytische Chemie, 4, Übungen, tägl. — **Moser**: Die technische Analyse anorganischer Stoffe, 2; Die Chemie der radioaktiven Stoffe, 2. — **v. Jüptner**: Theoretische und physikalische Chemie I, 1½, II, 2, Übungen, 4; Chemische Technologie anorganischer Stoffe, 5, Übungen, tägl. außer Sonnabend. — **Praetorius**: Chemische Kinetik, 1. — **Skrabal**: Die Methoden des Eisenhüttenlaboratoriums, 2. — **Böck**: Moderne Anschauungen auf dem Gebiete der theoretischen organischen Chemie, 1. — **Paweck**: Technische Elektrochemie, 2. — **Abel**: Angewandte physikalische Chemie, 2. — **Lippmann**: Synthese der Benzolderivate, 3. — **Eder**: Photochemie und angewandte Photographie, 1; Photographisches Praktikum, 4. — **Strache**: Beleuchtungswesen und Gasindustrie II, 1½. — **Erban**: Chemische Textilindustrie III und IV, 1. — **Ruß**: Repetitorium der anorganisch-chemischen Großindustrie, 2. —

Zsigmondy: Mathematik I, 5, Korrepetitionen, 2. — **Rothe**: Mathematik I, 5; Elemente der Theorie der Differentialgleichungen und Einführung in die Theorie der kontinuierlichen Gruppen, 2. — **Czuber**: Mathematik II, 5. — **v. Schrutka**: Grundlehren der höheren Mathematik, 4; Übungen im Gebrauche des logarithmischen Rechenschiebers, 1. — **Tauber**: Versicherungsmathematik I, 3, II, 3. — **Förster**: Politische Arithmetik, 2. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik, 3. — **Müller**: Darstellende Geometrie und konstruktives Zeichnen, 4, Konstruktionsübungen, 6; Die Abbildungsmethoden der darstellenden Geometrie, 2, Konstruktionsübungen, 2; Seminar für darstellende Geometrie, 2. — **Schmid**: Darstellende Geometrie und konstruktives Zeichnen, 4, Konstruktionsübungen, 6; Projektive Geometrie II, 3, Konstruktionsübungen, 2. — **Adler**: Graphisches Rechnen, 2. — **Wieghardt**: Mechanik I: Mechanik der starren und flüssigen Körper, 7½. — **Jung**: Mechanik I: Mechanik der starren und flüssigen Körper, 7½, Übungen, 2; Vektoranalysis, 2. — **Leon**: Analytische Mechanik des elastischen, festen Körpers: Theorie der Elastizität und Festigkeit, 2. — **Pollack**: Praktische Übungen zu den Elementen der niederen Geodäsie, 5. — **Dolezal**: Praktische Geometrie, 7½, Übungen, 10; Situationszeichnen: Geodätisches Zeichnen, Terrainzeichnen, 3, Geodätischer Kurs, 4; Geodätisches Seminar, 2; Photographische Meßkunst: Photogrammetrie, Übungen, 2. — **Dokulil**: Technische Terrainlehre, 1½. — **Schumann**: Sphärische Astronomie, 4; Übungen im Beobachten und Rechnen, 3½. — **N. N.**: Geodätische Rechenübungen, 2½. —

Universität Würzburg.

Wien: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 5; Praktische Übungen im physikalischen Institut, 4 bzw. 10; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Cantor**: Elektromagnetische Schwingungen und Lichttheorie, 4. — **Harms**: Ausgewählte Kapitel der theoretischen Physik, 2. —

Medicus: Chemische Technologie, 4; Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, 5; Praktikum für Pharmazeuten, halb- und ganztägig; Praktikum in allen Richtungen der angewandten Chemie und Nahrungsmittelanalyse, halb- und ganztägig. — **Buchner**: Organische Experimentalchemie, 5; Analytisch-chemisches Praktikum (mit Manchot), ganz- und halbtägig, tägl. außer Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Emmert und Langheld), 6; Praktikum für präparative Arbeiten, tägl.; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen (mit Manchot), tägl.; Kolloquium (mit Manchot, Pauly, Emmert, v. Halban und Langheld), 14tägig, 2 *g*. — **Manchot**: Maßanalyse, unter Berücksichtigung der durch das Deutsche Arzneibuch vorgeschriebenen Methoden, 1. — **Pauly**: Chemie der Eiweißkörper, 1. — **Emmert**: Elektrochemie in ihrer Anwendung auf die Technik, 1; Besprechung ausgewählter Themen der allgemeinen Chemie (mit v. Halban), 1 *g*. — **v. Halban**: Kolloidchemie, 1. — **Langheld**: Experimentelle Durchführung schwieriger für die Laboratoriumspraxis wichtiger chemischer Prozesse, 2. —

Rost: Anwendungen der Differentialrechnung auf die Geometrie der ebenen Kurven, 4; Theorie der Raumkurven und der krummen Oberflächen, 4; Versicherungsmathematik, 2; Proseminar: Ebene und sphärische Trigonometrie, 2 *g*; Seminar: Ausgewählte Kapitel der höheren Mathematik, 2 *g*; Seminar für Versicherungswissenschaft: Übungen aus der politischen Arithmetik, 2 *g*; Astronomisches Praktikum für Fortgeschrittene, nach Verabredung, *g*. — **v. Weber**: Integralrechnung, 4, Übungen, 2 *g*; Elliptische Funktionen, 4, Übungen, 1 *g*; Übungen zur höheren Analysis für Fortgeschrittene, 2 *g*. — **Hilb**: Zahlentheorie, 4; Analytische und synthetische Geometrie der Kegelschnitte, 4, Übungen, 2 *g*; Variationsrechnung, 2. —

Universität Zürich.

Kleiner: Experimentalphysik, 5, Ergänzungen, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, $1/2$ Tag, für Vorgerücktere (mit Debye), tägl. — **Debye**: Mechanik, zugleich als Einleitung in die theoretische Physik, 4, Übungen, 1; Strahlungstheorie, 2. — **Greinacher**: Ionen- und Elektronenlehre, mit Experimenten, 2. — **Rusch**: Vektoranalysis, 2. —

Werner: Organische Experimentalchemie, 5; Chemisch-analytisches Praktikum für Chemiker, tägl.; Chemisches Praktikum für Vorgerücktere: Präparative Arbeiten, Ausführung selbständiger Arbeiten, tägl.; Chemisches Halbpraktikum für Naturwissenschaftler, halbtägig. — **Abeljanz**: Quantitative chemische Analyse mit Berücksichtigung der elektrolytischen Methoden, 2; Chemie und Untersuchung der Nahrungs- und Genußmittel, 1, Übungen: Anleitung zu chemischen Arbeiten im Laboratorium, 1; Chemisches Kolloquium, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Mediziner und Veterinäre, 3 Tage, für Naturwissenschaftler, 3 Tage, für Lehramtskandidaten, 6; Übungen im Untersuchen von Lebensmitteln, 4 oder 8. — **Pfeiffer**: Aromatische Chemie II, inkl. Farbstoffe, 3; Phasenlehre, inkl. Theorie der Legierungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Chemie der Terpene und Kampfer, 1. — **Jantsch**: Kohlenhydrate, Fette, Wachse und Lipsoide, 2. — **Reichinstein**: Photochemie, 2; Technische Elektrochemie, 1. — **Baudisch**: Lichtchemie, 2. —

Zermelo: Differential- und Integralrechnung II, 4; Einführung in die höhere Algebra, 4; Mathematische Übungen für Vorgerücktere, 2. — **Weiler**: Darstellende Geometrie II, mit Übungen, 4; Analytische Geometrie II, mit Übungen, 3. — **Gubler**: Politische Arithmetik: Anleihens- und Versicherungsrechnung, 2; Hauptsätze der Differential- und Integralrechnung, 2. — **Wolfer**: Geographische Ortsbestimmung, 3; Übungen im astronomischen Beobachten, 3 Abende; Einleitung in die Astrophysik, 2. — **de Quervain**: Ausgewählte Kapitel der Geophysik: Gletscherkunde, Erdbebenkunde, 1. —

Technische Hochschule Zürich.

H. F. Weber: Physik: Elektrizitätslehre, 4, Repetitorium, 1; Theoretische Elektrotechnik I, 2, III, 2; Die partiellen Differentialgleichungen der Physik, 2; Elektrotechnisches Laboratorium, 4 und 8; Wissenschaftliche Arbeiten in Physik, 8, 12 und 24; Leitung der Diplomarbeiten in Elektrotechnik. — **Weiß**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4 und 6; Wissenschaftliche Arbeiten in den physikalischen Laboratorien, 8, 12 und 24. — **Schweitzer**: Physik II, 3, Ergänzungen, 1, Repetitorium, 1, Übungen, 1; Thermodynamik, 2. — **Cherbuliez**: Geschichte der Physik von Newton bis zum Ende des 18. Jahrhunderts IV, 2; Schweizer Akademiker in Berlin und St. Petersburg im 18. Jahrhundert, 1 *g*. — **Wyßling**: Elektrische Anlagen II, 2, Elektrische Bahnen, 3. — **Tobler**: Schwachstromtechnik, 2; Verbindungswesen: Telephonie, telegraphisches Signalwesen, 1. — **Farny**: Elektrische Maschinen II, 3, Konstruktionsübungen, 9; Übungen in der elektrischen Abteilung des Maschinenlaboratoriums, 3. — **Guggenheim**: Elektrotechnik, 2; Elektrische Schmelzöfen der Eisen- und Stahlindustrie, 2. — **Barbieri**: Photographie II, 1; Mikrophotographie, 1; Photogrammetrie, 1; Photographisches Praktikum, 2. —

Treadwell: Analytische Chemie II, 2; Chemisch-technische Analyse, 4, Repetitorium, 1; Probierkunde II, mit Übungen, 2; Analytisches Praktikum, 16; Analytisch-chemisches Praktikum, 24, für Vorgerücktere, tägl.; Chemisches Praktikum, 10 und 4. — **Baur**: Physikalische Chemie I, 2, Repetitorium, 1; Technische Elektrochemie, 2; Repetitorium, 1; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Praktikum für Anfänger, 8; Elektrochemisches Praktikum für Elektrochemiker, 4; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Laboratorium für Vorgerücktere, tägl. — **Boßhard**: Anorganische chemische Technologie II: Alkalien, Chlor, Phosphate, 3, Repetitorium, 1; Anorganische chemische Technologie III: Glas, Keramik, Zement, 1, Repetitorium, 1; Technologie der Kohlehydrate und der Gärung, 2; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24; Chemisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl. — **Céresole**: Künstliche organische Farbstoffe, 3, Repetitorium, 1; Fette und Beleuchtungsmaterialien, 2, Repetitorium, 1; Explosivstoffe, 1; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24; Chemisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl. — **Constam**: Brennstoffe, 1. — **Grete**: Agrikulturchemische Untersuchungsmethoden, 2 *g*. — **Hartwich**: Pharmazeutische Chemie, 5; Ätherische Öle, 1; Toxikologie, 2; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, 12; Technische Mikroskopierübungen II: Genußmittel und Gewürze, 4; Chemische Untersuchung von Nahrungs- und Genußmitteln, tägl.; Pharmakognostische Übungen für Vorgerücktere, tägl.; Warenkunde, 1. — **Schmidlin**: Spezielle anorganische Chemie: Seltene Erden und radioaktive Elemente, 1; Theoretische Chemie der Farbstoffe, 1. — **Schulze**: Organische Chemie, 3, Repetitorium, 1; Agrikulturchemie II: Fütterungslehre, 2; Übungen im agrikulturchemischen Laboratorium, 4 und 8; Agrikulturchemisches Praktikum, tägl., für Vorgerücktere, 24. — **Willstätter**: Organische Chemie I, 6, Repetitorium, 1, II: Benzolderivate, 2, Repetitorium, 1; Analytisches Praktikum, 16; Analytisch-chemisches Praktikum, 24; Chemisches Praktikum, 10, für Vorgerücktere, tägl. — **Winterstein**: Physiologische Chemie, 2; Anleitung zu den Übungen im agrikulturchemischen Laboratorium, 1. —

Franel: Höhere Mathematik II, 5, Repetitorium, 1, Übungen, 2. — **Baeschlin**: Vermessungskunde I, 3, Übungen, 3, III, 4, Übungen II, 8; Vermessungsübung, 2 Wochen; Große Vermessungsübung, 3—4 Wochen; Übungen im Konstruieren geodätischer Instrumente, 2; Diplomarbeit im Vermessungswesen, 6 Wochen. — **Becker**: Kartenzeichnen I, 3, II, 3; Kartenzeichnen, 3; Topographie, 1; Vermessungsübungen II, 1 Tag; Vermessungsübung, 2 Wochen; Terrainkundung und Terrainaufnahme, 4. — **Beyel**: Darstellende Geometrie, 2; Zentralprojektion, Perspektive und Photogrammetrie, 2. — **Burger**: Graphische Vervielfältigung, 2. — **Dumas**: Differential- und Integral-Geometrie, 2. — **Geiser**: Algebraische Flächen, 4. — **Großmann**: Anwendungen der darstellenden Geometrie, 2, Übungen, 3; Projektive analytische Geometrie, 2. — **Hirsch**: Höhere Mathematik II, 5, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Variationsrechnung, 2. — **Hurwitz**: Zahlentheorie, 4; Mathematisches Seminar, 2. — **Kienast**: Festigkeitsberechnung krummer Stäbe, 1 *g*; Potentialtheorie, 2. — **Kollros**: Anwendungen der darstellenden Geometrie, 2, Übungen, 2 und 5; Krumme Kurven, 2. — **Kraft**: Vektoranalysis I, 3, II, 3; Geometrischer Kalkül IV, 3; Analytische Mechanik, 3. — **Meißner**: Mechanik I, 6, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Mechanisches Seminar, 2. — **Rudio**: Anwendungen der höheren Mathematik, 4. — **Wolfer**: Geographische Ortsbestimmung, 3; Übungen im astronomischen Beobachten, 3; Einleitung in die Astrophysik, 2. —

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Have other vols

zwungen war, vor jedem einzelnen Versuch mein Zimmer wegen des Vorhandenseins von Quecksilber in den Ritzen des Fußbodens zu lüften, weil das Licht der Lampe beim Durchgange durch eine nur 5 mm dicke Schicht Quecksilberdampf bei Zimmertemperatur auf die Hälfte seiner Intensität herabgemindert wird.

Ich werde folgende Punkte erörtern:

I. Einleitung.
II. Resonanzstrahlung des Quecksilberdampfes bei Zimmertemperatur.
III. Betrag der dem Primärstrahlenbündel entzogenen Energie.
IV. Primäre und sekundäre Resonanzstrahlung.
V. Die Vernichtung der Sekundärstrahlung durch Molekülzusammenstöße.
VI. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Moleküle, nachdem sie das von dem Primärstrahlenbündel durchlaufene Gebiet verlassen haben, noch weiter Licht aussenden.
VII. Das Verhältnis zwischen zerstreutem und absorbiertem Licht als Funktion des Druckes des Gases.
VIII. Übergang von diffuser Zerstreuung zu regelmäßiger Reflexion.
IX. Das Fehlen jeder Spur von Polarisation.
X. Versuche mit der Resonanzlampe.

I. Einleitung.

Die Zerstreuung des Lichtes durch Gasmoleküle ist mehrfach Gegenstand mathematischer Behandlung gewesen, aber Experimentaluntersuchungen über diesen Gegenstand sind praktisch nicht ausgeführt worden, und wir besitzen keinerlei Daten über den wirklichen Betrag der Energie, die dem Primärstrahlenbündel durch ein Molekül entzogen wird, das mit den Lichtwellen, durch die es erregt wird, in genauer Resonanz steht.

Lord Rayleigh hat sich hauptsächlich mit der Zerstreuung beschäftigt, die auftreten kann, wenn die Moleküle nicht in Resonanz stehen, wie es bei der Zerstreuung des blauen Lichtes durch die Moleküle der Atmosphäre der Fall ist. Dieser Fall ist experimentell von Abbott untersucht worden, und zwar hat dieser Forscher die atmosphärische Absorption vom Gipfel des Mount Wilson aus gemessen. Größeres Interesse bietet indessen die Zerstreuung seitens solcher Moleküle, die unter dem Einfluß der Lichtwellen resonieren. Aber wir kennen nur wenige Fälle dieser Art, obwohl Planck diese Wirkung zur Grundlage der von ihm entwickelten Theorie der Absorption gemacht hat. Vor einigen Jahren habe ich gefunden, daß der nicht leuchtende Natriumdampf bei verhältnismäßig niedriger Temperatur, wenn er von dem Lichte bestrahlt wird, das von einer kräftigen Natriumflamme ausgeht, nach allen Richtungen Licht von derselben Wellenlänge reemittierte. Dieser Reemission von Licht ohne Änderung der Wellenlänge seitens der Moleküle eines absorbierenden Gases habe ich den Namen „Resonanzstrahlung" gegeben, um sie von der Fluoreszenz zu unterscheiden, bei der im allgemeinen eine Zunahme der Wellenlänge stattfindet. Es ist indessen nahezu unmöglich, mit Natriumdampf in befriedigender Weise zu arbeiten, und infolgedessen ist er für eine quantitative Untersuchung des Gegenstandes ungeeignet.

Vor ungefähr zwei Jahren machte ich die Entdeckung, daß Quecksilberdampf in derselben Weise wirkt, mit der Ausnahme, daß die Erscheinung im ultravioletten Spektralgebiet bei der Absorptionslinie 2536 Å.-E. auftritt. Ich beobachtete die Resonanzstrahlung dieses Dampfes zuerst bei Zimmertemperatur in einer entlufteten Quarzglaskugel, der Druck des Quecksilberdampfes betrug dabei 0,001 mm.

Dieser Dampf schien das ideale Medium für eine sorgfältige Untersuchung des Gegenstandes in jeder Hinsicht zu sein, abgesehen davon, daß man alles mit Hilfe der Photographie machen muß. Die Arbeit hat sich als noch besser erwiesen, als ich gehofft hatte, und ich bin imstande gewesen, allmählich von dem Falle, daß das zerstreute Licht seitens des hochgradig verdünnten Gases nach allen Richtungen hin ausgestrahlt wird, zu dem Falle überzugehen, daß das Licht von der Oberfläche des unter hohem Drucke stehenden Gases regelmäßig reflektiert wird.

Ich habe bereits die selektive Reflexion monochromatischen Lichtes durch Quecksilberdampf beschrieben[1]). Auf diese Arbeit werde ich im folgenden Gelegenheit haben, zurückzugreifen.

Obgleich ich die Resonanzstrahlung des Quecksilberdampfes erstmalig vor fast zwei Jahren beobachtet habe, habe ich über den Gegenstand nichts veröffentlicht, weil ich keine quantitativen Daten erhalten hatte. Die Beobachtung wurde in folgender Weise angestellt: Ein kleiner Tropfen Quecksilber wurde in eine Quarzglasröhre eingebracht, die durch Endplatten aus demselben Material verschlossen wurde. Diese Endplatten waren zuvor eben geschliffen und poliert. Sie wurden an die Enden der Röhre angeschmolzen, die nach außen aufgebogen worden waren, um

1) Diese Zeitschr. **10**, 425, 1909.

zu verhindern, daß die Gestalt des mittleren Teiles der Platten durch das Schmelzen verdorben wurde. Die Röhre ist in Fig. 1 dargestellt. Sie war für eine Untersuchung der Dispersion des Dampfes nach einer Interferometermethode bestimmt, deren Erforschung ich demnächst in Angriff nehmen werde. Die Röhre wurde von Heraeus angefertigt und fiel durchaus so gut aus, wie ich gehofft hatte, denn ich habe keine Schwierigkeiten gehabt, mit einem durch die Röhre hindurchgehenden Lichtstrahl Interferenzstreifen zu erzeugen, ein Zeichen dafür, daß die Endplatten durch das Anschmelzen in ihrer optischen Beschaffenheit keinen Schaden gelitten haben. Die Röhre wurde hochgradig entluftet und zugeschmolzen, und das Licht einer Quarzquecksilberlampe längs der Röhrenachse fokussiert. Die Röhre wurde nun von der Seite her mittels einer Kamera photographiert, die mit einer Quarzlinse ausgerüstet war. Die Kamera wurde in ein paar Minuten aus einem alten Kasten hergestellt, der zur Aufbewahrung von photographischen Negativen gedient hatte. Eine Quarzlinse von ungefähr 18 cm Brennweite wurde in ein Loch eingepaßt, das in dem Boden des Kastens angebracht wurde; der Kasten selbst stand beim Gebrauch auf der Seite. Ein Streifen aus dickem Messingblech wurde in derselben Breite zugeschnitten wie die Platten, für die der Kasten gefertigt worden war. An diesen Streifen wurde ein anderer Streifen angelötet, in den eine kreisförmige Öffnung von 8 cm Durchmesser geschnitten worden war. Dieser Streifen stand senkrecht in dem Kasten und war mit zwei federnden Klammern oder Haltern ausgerüstet, welche die Platte an ihrem Platze vor der kreisrunden Öffnung festhielten. Die Kamera wurde in der Weise eingestellt, daß der Streifen längs der Nuten verschoben wurde, die ihn hielten. (Diese Nuten waren ursprünglich angebracht worden, um die Platten zu halten.) Die richtige Einstellung für die unsichtbaren Strahlen, mit denen wir es in der vorliegenden Arbeit zu tun haben, wurde in der Weise gefunden, daß die Kamera auf den Spalt eingestellt wurde, der in der Brennebene des Quarzspektrographen angebracht war (um diesen in einen Monochromator zu verwandeln), und die Einstellung mit einem Stück Uranglas beobachtet wurde. Dann wurde die Entfernung von der Linie bis zu dem Spalt gemessen, von dem aus die ultravioletten Strahlen divergierten. Das ergibt den richtigen Abstand, in dem das zu photographierende Objekt aufgestellt werden muß, um richtig eingestellt zu sein. Die Kamera ist in Fig. 1a dargestellt. Ich habe gefunden, daß man bei Verwendung einer Kamera, wie ich sie hier beschrieben habe, viel Zeit spart, denn man kann die Platten ohne Sorgfalt und in Eile schneiden, da sie keine genauen Maße zu haben brauchen, und man verliert keine Zeit beim Laden und Entladen des Plattenhalters. Bei Arbeiten im Ultraviolett, wie die hier geschilderte, wo die Fehlerquellen und alle sonstigen unvermuteten Störungen auf photographischem Wege bestimmt werden müssen, macht die auf diese Weise gesparte Zeit sehr viel aus. In der vorliegenden Arbeit habe ich ungefähr sechshundert Photogramme aufgenommen und habe all die vielen Stunden gespart, die ich sonst durch die Umständlichkeiten mit Plattenhaltern und nicht recht passenden Platten verbraucht haben würde. Die in Scharnieren hängende Rückseite des Kastens kann beiseite geklappt und die Platte in ein paar Sekunden in die Klammer eingeschoben werden, natürlich in verdunkeltem Zimmer.

Die Westinghouse-Quarzbogenlampe war in einen Kasten eingeschlossen und der Kollimator des Quarzspektrographen durch ein kleines Loch in diesen eingeführt. Auf diese Weise wurde diffuses Licht, das alles verdorben haben würde, ausgeschlossen. Die Lampe wurde durch Ziehen an einer Schnur angelassen, die durch ein kleines Loch im Deckel des Kastens hindurchgeführt worden war; sie wurde im richtigen Augenblick durch Öffnen eines Schalters gelöscht.

Das von dem Spalte des Quarzspektrographen ausgehende monochromatische Licht wurde durch ein Paar Quarzlinsen von je 30 cm Brennweite entweder parallel gemacht oder vereinigt; das Verhalten des Strahlenbündels wurde dabei mit Hilfe der Uranglasplatte untersucht.

Die photographische Aufnahme der mit flachen Quarzplatten verschlossenen langen Röhre zeigte ein Bild des durch das hochgradige Vakuum hindurchgehenden Strahlenkegels genau, als ob die Röhre mit dichtem Rauch gefüllt wäre. Die Röhre befand sich auf Zimmertemperatur, und die Dichte des Quecksilberdampfes betrug etwa 0,001 mm; trotzdem war eine Exposition von 15—20 Sekunden vollauf ausreichend.

II. Resonanzstrahlung des Quecksilberdampfes bei Zimmertemperatur.

Infolge meiner Abwesenheit von Baltimore konnte ich die Arbeit erst in diesem Winter wieder aufnehmen. In der Zwischenzeit hatte ich mir eine Westinghousesche Cooper-Hewitt-Quarz-Quecksilberbogenlampe beschafft, die sehr viel stärker war als meine alte Heraeus-Lampe.

Diese Quarz-Quecksilberbogenlampen senden

die starke Linie mit der Wellenlänge 2536 Å.-E. aus, und dieses Licht allein erregt die Resonanzstrahlung.

Zu meiner Überraschung fand ich, als ich den vor zwei Jahren angestellten Versuch mit der neuen Bogenlampe wiederholte, nicht die geringste Spur des hellen Lichtkegels, selbst nicht bei einer mehrere Minuten währenden Exposition. Als ich indessen meine Notizen durchsah, fand ich, daß ich bei den früheren Versuchen die Lampe mit einem Hochspannungsstrom aus einem Umformer erregt und sie bei verhältnismäßig niederer Temperatur betrieben hatte. Sofort kam ich auf den Gedanken, daß ich im vorliegenden Falle mit der Lampe bei hoher Temperatur arbeitete, und daß die Linie 2536 Å.-E. höchstwahrscheinlich umgekehrt und die zur Erregung der Resonanzstrahlung erforderliche Wellenlänge durch Absorption beseitigt war. Ich ließ daher die Lampe ganz kalt werden und nahm die Exposition gleich anfangs vor, als die Lampe gezündet wurde, also zu einer Zeit, wo ihr Licht ganz violette Farbe hat. Beim Entwickeln der Platte fand ich, daß eine Exposition von fünf Sekunden einen Lichtkegel lieferte, der stärker war als irgend etwas, das ich je zuvor beobachtet hatte. Er war auf dem Negativ absolut schwarz. Außerdem schien der Dampf außerhalb des Kegels der fokussierten Strahlen am Ende der Röhre, wo das Strahlenbündel eintrat, zu glühen. Da das Quarzglas unter der Einwirkung der von der Lampe ausgesandten Strahlen etwas fluoresziert, war der Beweis erforderlich, daß dieses Licht nicht von der Röhrenwandung kam. Daß dies nicht der Fall ist, werde ich dartun, wenn ich auf spätere Versuche zu sprechen komme.

Fig. 2 gibt eine Aufnahme der Resonanzstrahlung in der Röhre wieder.

Nunmehr war es notwendig, das Spektrum des von dem Quecksilberdampfe ausgesandten Lichtes zu beobachten, und ich öffnete den Spalt eines Quarzspektrographen weit und brachte ihn nahe an die Quarzröhre heran. Ich machte zwei Aufnahmen, und zwar die erste mit einer Exposition von zehn Sekunden unmittelbar nach dem Anlassen der Westinghouselampe, die zweite, gleichfalls mit einer Exposition von zehn Sekunden, nachdem die Lampe eine halbe Minute in Betrieb gewesen war. Diese Aufnahmen sind in Fig. 3 dargestellt. Im zweiten Spektrum ist das verbreiterte Spaltbild bei der Linie 2536 Å.-E. zu sehen, während die übrigen Linien schmal erscheinen. Diese Linien rühren daher, daß etwas direktes Licht vom Bogen her eine der Spaltbacken beleuchtete. Das obere Spektrum, das aufgenommen worden ist, nachdem die Lampe eine halbe Minute in Betrieb gewesen war, ist mit dem zweiten identisch, nur fehlt das breite Spaltbild, ein Zeichen dafür, daß die Resonanzstrahlung verschwunden ist.

Ich machte dann eine Reihe von vier Spektralaufnahmen hintereinander. Diese zeigten, daß die Resonanzstrahlung während der ersten fünf Sekunden des Betriebes der Lampe sehr stark, während der zweiten fünf Sekunden des Betriebes ganz schwach war, daß sich während der dritten fünf Sekunden nur noch ganz geringe Spuren zeigten, und daß sie in den nächsten fünf Sekunden ganz und gar vergangen war. Während der ganzen weiteren Untersuchung ließ ich daher stets die Lampe ganz kalt werden und löschte sie nach einem Betriebe von genau fünf Sekunden. Hierdurch wurden gleichmäßige Expositionen gewährleistet.

Nunmehr machte ich den Spalt des Spektrographen so eng wie möglich und lagerte fünf Aufnahmen von je fünf Sekunden Expositionszeit übereinander, wobei ich das direkte Licht vom Bogen her vom Spalt abblendete. Das Spektrum zeigte nur die Linie 2536 Å.-E., und zwar außerordentlich schmal und scharf, lieferte mithin einen Beweis dafür, daß wir es mit einem sehr schönen Fall einer reinen Resonanzstrahlung zu tun haben. Das dritte Spektrum in Fig. 3 ist das des resonierenden Dampfes, das vierte das des Quecksilberbogens.

Ich vermute tatsächlich, daß sich diese Strahlung als die homogenste erweisen wird, die wir haben, denn der Dampf steht nicht nur unter niedrigerem Druck als für gewöhnlich in Vakuumröhren, sondern er befindet sich auch auf Zimmertemperatur.

Ich untersuchte nunmehr die Wirkung einer Steigerung der Temperatur der Röhre, die in einem kleinen Luftbade montiert wurde. Wie zu erwarten war, ergab sich, daß mit steigender Temperatur der Kegel des emittierten Lichtes kürzer und heller wurde, bis er schließlich verschwand, und zwar kam das emittierte Licht von der Innenfläche der Platte, dort wo das einfallende Strahlenbündel eintrat.

Da ich den auf diese Weise gewonnenen Aufnahmen keine besondere Bedeutung beilege, so verschiebe ich jede weitere Diskussion der Wirkungen einer Steigerung der Dichte des Dampfes, bis ich zu dem Abschnitt gelangen werde, der von dem Übergang von der diffusen Zerstreuung des emittierten Lichtes bis zu dessen Wiedervereinigung zu einer regelmäßig reflektierten Welle handelt, einem Übergange, den man durch genügende Steigerung der Dampfdichte bewerkstelligen kann.

Wir wollen jetzt die wichtige Frage nach dem Betrage der dem einfallenden Strahlen-

bündel durch die resonierenden Gasmoleküle entzogenen Energie aufnehmen.

III. Betrag der dem Primärstrahlenbündel entzogenen Energie.

Wenn wir den Betrag der Energie bestimmen wollen, die durch die Resonatoren entzogen wird, wenn diese mit den Lichtwellen genau im Synchronismus stehen, so ist es von vornherein klar, daß es nutzlos ist, Beobachtungen über die Intensität des Lichtes anzustellen, nachdem es durch den Dampf hindurchgegangen ist, selbst dann, wenn wir es mit solcher Strahlung zu tun haben, die wir als monochromatisches Licht zu bezeichnen gewohnt sind. Alle Spektrallinien haben eine endliche Breite, und die besondere Frequenz, die seitens der resonierenden Moleküle zerstreut wird, macht möglicherweise nur einen kleinen Bruchteil der gesamten Energie der zur Erzeugung des Dampfes benutzten Spektrallinie aus, sie ist, mit anderen Worten, nur der Mittelteil der Linie, die bei der Erregung des Dampfes wirksam ist, während die Ränder der Linie beim Durchgange durch das Gas in ihrer Intensität nicht beeinträchtigt werden. Was wir bestimmen wollen, ist die Intensitätsverringerung jenes Teiles der Linie, oder mit anderen Worten jener Frequenz, die imstande ist, die natürliche Schwingungsperiode des Moleküles zu erregen. Der direkteste Weg, diese Frage zu untersuchen, schien mir der zu sein, die Intensität des Lichtkegels zum Maße für die Intensität des Primärstrahlenbündels zu nehmen, denn es scheint keinem Zweifel zu unterliegen, daß die Intensität der Resonanzstrahlung der Intensität jener besonderen Frequenz in dem erregenden Lichte proportional ist, die imstande ist, die Resonanz anzuregen. Ich machte demgemäß eine sehr große Anzahl von Aufnahmen mit verschiedenen Expositionszeiten und verschiedenen Dampfdichten, und maß die photographische Dichte des Bildes in verschiedenen Abständen von dem Punkte, an welchem das Licht in den Dampf eintrat. Dadurch erhält man einen Maßstab dafür, in welchem Grade der Dampf die Amplitude der erregenden Frequenz herabmindert, während sich die Welle durch das Medium bewegt. Das Verfahren, nach dem ich diese Messungen ausführte, werde ich sogleich beschreiben. Im Augenblick genügt es, zu sagen, daß ich die üblichen Vorsichtsmaßregeln angewandt habe, die bei photometrischen Untersuchungen auf photographischem Wege notwendig sind.

Der Quecksilberdampf war in diesem Falle nicht in der Quarzröhre enthalten. Es war nämlich unmöglich, ein gutes Bild der erregten Strahlung bis dicht an den Punkt heran zu erhalten, an dem das Strahlenbündel eintrat, und zwar wegen der unregelmäßigen Brechung seitens der Röhrenwandung. Ich benutzte deshalb einen rechteckigen Kasten aus Messing mit Fenstern aus Quarzkristallplatten, auf den ich sogleich näher eingehen werde. Durch sorgfältige Beachtung der Einstellungen war es dann möglich, schöne scharfe Bilder des erregten Gebietes bis dicht an die Oberfläche des Fensters zu erhalten, durch welches das Licht eintrat. Ich machte Messungen an einem vollen Dutzend Platten, die an verschiedenen Tagen aufgenommen worden waren, und fand, daß die Intensität des Primärstrahlenbündels auf die Hälfte ihres Wertes herabgemindert war, nachdem das Bündel eine Strecke von 5 mm in Quecksilberdampf unter einem Drucke von 0,001 mm zurückgelegt hatte. Der kleinste Wert, den ich für eine Abnahme der Intensität auf die Hälfte gefunden habe, war 4 mm, und der größte Wert 6 mm; diese Schwankung rührt ohne Zweifel davon her, daß die Zimmertemperatur von einem Tage zum andern um mehrere Grade schwankte. Diese Schwankung in der Zimmertemperatur reicht etwa gerade hin, um die geringen Unterschiede zu erklären, die man beobachtet, und man kann für eine Zimmertemperatur von 22^0 C mit Sicherheit den Wert 5 mm annehmen. Durch Messen der Intensität längs der Bahn des Strahlenbündels fand ich, daß das gewöhnliche Absorptionsgesetz sehr angenähert befolgt wurde; das heißt, eine 10 mm dicke Schicht verminderte die Intensität auf $^1/_4$, und eine 15 mm dicke Schicht verminderte sie auf $^1/_8$ ihres ursprünglichen Wertes. Es schien mir indessen, als ob die Abnahme der Intensität diesem Gesetze nicht genau folgte, sondern daß die Intensität nach dem Durchgange durch eine 15 mm dicke Schicht um eine Kleinigkeit größer war als die Intensität, die man unter der Annahme errechnet, daß je 5 mm Schichtdicke eine Abnahme auf $^1/_2$ bewirken. Das stimmt mit einer Rechnung überein, die Schuster in seiner Arbeit über die Strahlung durch eine Nebelatmosphäre[1]) angestellt hat, obwohl die Abweichungen in diesem Falle nicht viel größer sind als die wahrscheinlichen Fehler in den Messungen. Das Strahlenbündel, das in die Zelle eintrat, wurde mittels einer Quarzlinse genau parallel gemacht und ging durch eine quadratische Öffnung (von 5 mm Seitenlänge) hindurch, die in einem schwarzen Karton ausgespart war. Auf diese Weise erhielt ich ein Strahlenbündel von gleichförmigem Querschnitt, was natürlich notwendig war, wenn die Messungen irgendwelchen Wert haben sollten. Es gelangte nur das ultraviolette Licht von der

1) Astrophys. Journ. **21**, 6, 1905.

Wellenlänge 2536 Å.-E. in den Kasten; ein Quarzspektrograph diente dabei als Monochromator.

Nunmehr sind wir in der Lage, die Energiemenge zu betrachten, die jedes einzelne Molekül dem Primärstrahlenbündel entzieht.

In seiner theoretischen Behandlung der Lichtabsorption seitens eines Gases, die in der Gedenkschrift der Philosophical Society zu Cambridge für Stokes veröffentlicht ist, faßt Lamb das Ergebnis seiner Berechnung mit folgenden Worten zusammen: „Im Falle eines genauen Synchronismus würde somit jedes Molekül eines Gases, falls es unabhängig wirken würde, in der Zeiteinheit nahezu halb soviel Energie entziehen, wie in den Primärwellen durch ein Quadrat hindurchgeht, dessen Seite gleich der Wellenlänge ist.“ Das heißt, wenn ich es recht verstehe, daß, wenn wir eine solche Dichte hätten, daß in jedem Würfel, dessen Kante gleich der Wellenlänge wäre, sich ein Molekül befände, daß dann die Intensität des Lichtes beim Durchgange durch eine einzige Schicht von Molekülen um die Hälfte verringert werden würde, während eine zehn- bis zwanzigmal so dicke Schicht selektive Reflexion ergeben müßte, da die Welle praktisch gebremst sein würde, ehe sie bis zu einer Tiefe von mehr als einem kleinen Bruchteil einer Wellenlänge vordringen würde.

Wir wollen nun diese Rechnung mit den Werten vergleichen, die wir bestimmt haben. Bei einem Drucke von 0,001 mm, das ist ungefähr der benutzte Druck, ist der durchschnittliche Abstand der Moleküle ein derartiger, daß wir durchschnittlich ein Molekül Quecksilber in jedem Würfel haben werden, dessen Kante nur sehr wenig größer ist als die Wellenlänge (oder genauer 0,0003 mm); dividieren wir diese Größe in 5 mm, also in die Strecke, die für eine Intensitätsabnahme von $^1/_2$ durchlaufen werden muß, so ergibt sich 16000; das heißt, es müssen 16000 Moleküle passiert werden, ehe die Hälfte der Energie aus einem Elementarquadrat von der Seitenlänge λ an der Wellenfront entzogen worden ist.

Diese Berechnung ist natürlich unter der Annahme gemacht worden, daß für die Zerstreuung des Lichtes sämtliche Moleküle in gleichem Maße wirksam sind. Es ist indessen möglich, ja sogar wahrscheinlich, daß in irgendeinem gegebenen Augenblick nur ein kleiner Prozentsatz von ihnen in der Lage ist, als Resonatoren zu wirken. Versuche über die Dispersion und über die magnetische Drehung metallischer Dämpfe und leuchtenden Wasserstoffes liefern Beweise dafür, daß nur ein kleiner Prozentsatz der Moleküle in jedem Augenblick an der Erzeugung der in Rede stehenden Erscheinungen beteiligt ist.

IV. Primäre und sekundäre Resonanzstrahlung.

Aufnahmen des leuchtenden Kegels von Quecksilberdampf, der bei Zimmertemperatur in der Quarzröhre enthalten war, schienen zu beweisen, daß der Dampf außerhalb des direkt durch das Primärstrahlenbündel erregten Dampfkegels seinerseits leuchtend wäre. Es ist indessen beobachtet worden, daß das Quarzglas unter dem Einflusse des ultravioletten Lichtes mit violettem Lichte phosphoresziert, und ich war daher nicht vollkommen sicher, daß das Licht nicht von der Röhrenwandung herrührte. Um diese Möglichkeit auszuschalten, stellte ich einen hohlen Messingkasten her (siehe Fig. 4), bei dem zwei aneinanderstoßende Seiten offen gelassen und mit dünnen Platten aus kristallinischem Quarz, der nicht phosphoresziert, verschlossen wurden. Die Innenseite des Kastens wurde kräftig berußt, und die Platten wurden mittels Siegellackes aufgekittet. Es wurde ein Tropfen Quecksilber in den Kasten gebracht, und dann wurde der Innenraum des Kastens an eine Gaedepumpe angeschlossen und entluftet. Das ultraviolette Licht wurde auf die Mitte des Kastens fokussiert und trat durch eine der Quarzplatten ein. Dann wurde die Resonanzstrahlung von der Seite her durch die andere Platte hindurch photographiert. Es ergab sich, daß keine Spur irgendwelcher Sekundärstrahlung vorhanden war, sofern nicht der Druck der Luft kleiner war als 3—4 mm. Sie entwickelte sich indessen schnell, wenn der Druck des Luftrestes verringert wurde, und nachdem die Pumpe mehrere Minuten lang in Betrieb gewesen war, erfüllte die leuchtende Glut den ganzen Innenraum des Kastens, und der leuchtende Kegel verlor sich dabei fast ganz auf dem kräftig leuchtenden Hintergrunde.

Bei richtig bemessenen Expositionszeiten ist die direkt erregte Resonanzstrahlung stets vier- bis fünfmal so hell wie die Sekundärstrahlung. Durch Überexposition kann indessen die Wirkung der Sekundärstrahlung erhöht werden, bis sie jener der Primärstrahlung gleichkommt; dabei kommt dann der Umriß des Primärstrahlenbündels fast ganz zum Verschwinden, wie im ersten Bilde der Fig. 5.

Die Intensität der Sekundärstrahlung hängt von dem Querschnitte des Primärstrahlenbündels ab; dasselbe gilt für das Maß, in dem ihre Intensität mit zunehmender Entfernung von den Primärstrahlen abnimmt. Bei einem erregenden Strahlenbündel von quadratischem Querschnitt (5 mm²) wurde die Intensität der Sekundär-

strahlung in $^1/_2$ mm Abstand vom Rande des Primärstrahlenbündels zu nahezu $^1/_3$ der Intensität der benachbarten Primärstrahlung gefunden. Ihre Intensität sank mit zunehmendem Abstand in folgender Weise:

Abstand in mm	Verhältnis
0,5	$^1/_3$
1,5	$^1/_6$
2,5	$^1/_{10}$
3,5	$^1/_{30}$

In Fig. 5 sind vier Aufnahmen der Erscheinung wiedergegeben.

Eine Vakuumröhre wurde mit der zur Pumpe führenden Röhre verbunden, um als Hilfsmanometer zu dienen, und es ergab sich, daß die Sekundärstrahlung erst dann in ihrer Höchstintensität erschien, als die von den Kathodenstrahlen herrührende grüne Fluoreszenz in der Vakuumröhre erschien.

Fig. 3 zeigt die Anordnung der Apparatur und erfordert keine Erklärung.

Aus den photographischen Aufnahmen geht deutlich hervor, daß, wenn sich der Quecksilberdampf im höchsten erreichbaren Vakuum befindet, das Licht, das er emittiert, eine Sekundärstrahlung in dem umgebenden Dampfe zu erregen vermag, der ganz und gar außerhalb des Ganges des erregenden Primärstrahlenbündels liegt. Die Gegenwart von Luft unter einem Druck von 3—4 mm setzt zwar die Intensität der primären Resonanzstrahlung wesentlich herab, bringt aber die Sekundärstrahlung gänzlich zum Verschwinden. Bei den vier hier wiedergegebenen Aufnahmen habe ich in jedem Falle den Druck des Luftrestes verzeichnet.

Um mich davon zu überzeugen, daß das Verschwinden der Sekundärstrahlung nicht von einer Schwächung der Primärstrahlung herrührte, wandte ich bei Luft unter 4 mm Druck die vierfache Expositionszeit an wie gewöhnlich; trotzdem nun der Kegel auf dieser Platte sehr viel schwärzer war als auf irgendeiner von den übrigen, war dennoch keine Spur irgendwelchen Leuchtens im umgebenden Dampfe vorhanden.

Diese Wirkung einer kleinen Spur von Luft ist höchst bemerkenswert, und es ist von größter Wichtigkeit, die Erklärung dafür festzustellen. Zwar glüht der Dampf, der sich in der Bahn des Primärstrahlenbündels befindet, mit verminderter Helligkeit, aber das Licht, das er aussendet, scheint nicht fähig zu sein, den umgebenden Dampf zum Leuchten zu erregen. Es schien möglich, daß durch die Dämpfung infolge der Molekülzusammenstöße das emittierte Licht weniger homogen und mithin zur Erregung des Dampfes unfähig wurde, trotz des Umstandes, daß die Absorptionsbande als in ähnlichem Betrage verbreitert angesehen werden muß.

V. Die Vernichtung der Sekundärstrahlung durch Molekülzusammenstöße.

Dies ist ein Punkt, der noch sehr sorgfältiger Untersuchung bedarf, und wenn wir die Ursache finden können, so kann dadurch über das Wesen der Wirkungen von Molekülzusammenstößen auf die Strahlung viel Licht verbreitet werden.

Ich kam auf den Gedanken, daß vielleicht möglicherweise die Emission von Licht seitens des Dampfes, der den Primärstrahlungskegel umgibt, nicht von Licht herrühren könnte, das von dem direkt erregten Dampfe emittiert wird, sondern vielleicht daher, daß wegen der großen mittleren freien Weglänge die Quecksilbermoleküle, nachdem sie über die Grenzen des Primärstrahlenbündels hinausgeflogen sind, noch fortfahren könnten, Licht zu emittieren. Die Wirkung einer kleinen Menge Luft, die sich darin äußert, daß das Leuchten vernichtet wird, würde sich als Folge der Verringerung der freien Weglänge ohne weiteres ergeben, indem das Leuchten durch die Zusammenstöße verursacht werden würde.

VI. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Moleküle, nachdem sie das von dem Primärstrahlenbündel durchlaufene Gebiet verlassen haben, noch weiter Licht aussenden.

Dies ist zum Glück eine Hypothese, die sich sehr leicht experimentell prüfen läßt. Wir brauchen nämlich nur die Zelle durch eine Scheidewand aus Quarz in zwei Räume zu teilen und das erregende Strahlenbündel unmittelbar unterhalb und dicht an der Unterseite der horizontalen Scheidewand hindurchgehen zu lassen. Die Scheidewand wird die in Bewegung befindlichen Moleküle anhalten, aber das Licht hindurchlassen, das der seitens des Primärstrahlenbündels beleuchtete Dampf aussendet. Ich kittete eine kleine 1,5 mm dicke Quarzplatte vor das Fenster der Zelle, wie es Fig. 6 zeigt, und entluftete die Zelle, bis in der Entladungsröhre nur noch die grüne Phosphoreszenz zu sehen war. Die Aufnahme, die sich hierbei ergab, zeigte, daß in der oberen Kammer eine beträchtliche Helligkeit herrschte, aber diese schien von etwas geringerer Intensität zu sein als die des Dampfes in der unteren Kammer. Die Aufnahme war jedoch wegen der Dicke der Scheidewand nicht sehr befriedigend. Ich baute deshalb die Zelle von neuem auf, und zwar mit einer Scheidewand, die aus einer nur

$^1/_4$ mm starken Quarzplatte bestand. Ich fand nun dieselbe Erscheinung: etwas größere Intensität der Sekundärstrahlung in der Abteilung, die von dem erregenden Strahlenbündel durchlaufen wird. Die Berechnung des Reflexionsvermögens der Quarzplatte aus ihrem Brechungsindex für die in Frage kommende Wellenlänge ergab, daß auf Grund dieser Ursache eine Intensitätsverminderung um 10 v. H. zu erwarten war, doch schien dies nicht genügend, um die beobachtete Verringerung der Intensität zu erklären. Ich stellte deshalb sorgfältige Messungen über die Intensität der Sekundärstrahlung in gleichen Abständen von der Mitte des Primärstrahlenbündels an, und zwar durch Vergleichung mit einer Platte, die streifenweise mit schrittweise zunehmender Expositionsdauer belichtet und zusammen mit einer Aufnahme der Zelle genau während derselben Zeit wie diese entwickelt worden war. Diese Messungen ergaben, daß die Wirkung der dünnen Scheidewand darin bestand, die Intensität der Sekundärstrahlung um einen Betrag zu verringern, der sich zwischen 25 v. H. und 30 v. H. bewegte. Das scheint ein sehr starker Beweis für das Andauern des Leuchtens des Moleküls nach dem Verlassen des von dem erregenden Strahlenbündel durchlaufenen Gebietes zu sein. Ein direkter Beweis für das Phänomen ist dringend erwünscht, aber es ist mir nicht gelungen, irgendeine Methode zu ersinnen, denn wir können keinen Schirm herstellen, der die in Bewegung begriffenen Moleküle durchlassen, aber das Licht abschneiden könnte.

Es liegt jedoch auf der Hand, daß die primäre Ursache für die Vernichtung der Intensität der Sekundärstrahlung durch die Gegenwart von Luft unter einem Drucke von 3 bis 4 mm anderswo zu suchen ist, da volle 75 v. H. der Sekundärstrahlung von dem Lichte der Primärstrahlung herrühren.

Ich werde nunmehr dartun, daß die Wirkung der Luft, die sich in der Herabminderung der Intensität der Sekundärstrahlung zeigt, eine Folge davon ist, daß der Faktor einer eigentlichen Absorption im Gegensatz zur molekularen Zerstreuung eingeführt wird.

VII. Molekulare Zerstreuung und wahre Absorption. — Verhältnis der beiden Größen.

Wenn sowohl wahre Absorption als auch Zerstreuung stattfindet, so wird, wie leicht zu ersehen ist, die Intensität der Sekundärstrahlung stark vermindert werden. Wenn sich der Dampf in einem Vakuum von weniger als 0,01 mm befindet, so wird vermutlich die dem primären erregenden Strahlenbündel entzogene Energie ganz und gar zerstreut, und es tritt keine wahre Absorption ein. Wir würden dann natürlich im Spektrum des durchgelassenen Lichtes etwas finden, was als eine Absorptionslinie erscheinen würde, und dennoch würden die Moleküle keine Energie absorbieren, sondern sie nur dem Primärstrahlenbündel entziehen und sie nach allen Richtungen hin aussenden. Die Moleküle, die auf der Bahn des Strahlenbündels liegen, werden mit einer gewissen Intensität glühen, während jene, die außerhalb der Bahn des Strahlenbündels liegen, von den strahlenden Molekülen beleuchtet werden, welche unmittelbar erregt werden, und sie werden deshalb ein Licht von geringerer Intensität aussenden. Wir wollen nun annehmen, daß durch die Einführung von Luft unter einem Drucke von 5 mm die Intensität des seitens der unmittelbar erregten Moleküle emittierten Lichtes auf $^1/_3$ ihres ursprünglichen Wertes herabgesetzt werde. Durch eine Erhöhung der Intensität des erregenden Lichtes auf das Dreifache können wir dann diese Intensität auf ihren ursprünglichen Wert steigern, so daß für die Erregung der Sekundärstrahlung dieselbe Lichtmenge zur Verfügung steht wie zuvor. Die Intensität der erregten Sekundärstrahlung wird unter diesen Umständen jedoch nur den dritten Teil ihres früheren Wertes besitzen, da zwei Drittel der Energie, die sie von den unmittelbar erregten Molekülen empfängt, durch die wahre Absorption, die durch die Gegenwart der Luft eingeführt worden ist, in Wärme verwandelt wird. Infolgedessen wird die Intensität der sekundären Resonanzstrahlung im Vergleich zu jener der Primärstrahlung viel kleiner sein (ein Drittel), als wie der Quecksilberdampf sich in einem hochgradigen Vakuum befand.

Diese Hypothese habe ich experimentell geprüft und praktisch bewiesen. Zunächst stellte ich eine Reihe sehr sorgfältiger Messungen der Intensitätsverminderung der primären Resonanzstrahlung durch die Einführung von Luft an. Der Druck der Luft wurde mittels eines McLeod-Manometers gemessen, und Dauer und Intensität der Erregung wurden möglichst nahezu gleich gemacht. Die Expositionen wurden sämtlich an derselben Platte vorgenommen, die in den Haltern vorwärts geschoben wurde; dabei ließ ich die Quecksilberlampe sich zwischen den Expositionen vollständig abkühlen. Zur Sicherung gegen zufällige Fehler exponierte ich eine große Anzahl Platten und verglich die an den einzelnen Platten vorgenommenen Messungen miteinander. Eine dieser Platten ist in Fig. 7 wiedergegeben. Der Luftdruck in der Zelle ist bei jedem Bilde vermerkt. Das erregende Strahlenbündel tritt von rechts her in

die Zelle ein, und zwei Drittel des Quarzfensters waren abgedeckt, so daß eine Anzahl von Expositionen auf derselben Platte gemacht werden konnten. Im ersten Bilde (0,01 mm Druck) ist die Sekundärstrahlung von seiten des Gebietes, das nicht von dem Primärstrahlenbündel erregt wird, sehr deutlich zu sehen, weniger deutlich ist sie im zweiten Bilde, und im dritten ist sie nahezu verschwunden. Die Intensitäten der Primärstrahlung an der Stelle, wo das einfallende Strahlenbündel in die Zelle eintrat, wurden durch Vergleich der Dichte des Negativs mit der Dichte einer streifenweise, mit allmählich von 5 bis 300 wachsenden Expositionsdauern belichteten Platte gemessen; diese Vergleichsplatte wurde mit der anderen Platte zugleich entwickelt. Die Vergleichung erfolgte in einer sehr einfachen Weise, die bei einiger Übung eine beträchtliche Genauigkeit ermöglichte. Mit einem scharfen Messer wurde auf jeder Platte ein glatter Schnitt durch die Schicht gemacht, und zwar auf der Vergleichsplatte senkrecht zu den Streifen, und auf der anderen Platte durch das Gebiet, in welchem die Dichte gemessen werden sollte. Die Schicht wurde auf der einen Seite des Schnittes auf jeder der Platten entfernt, so daß das klare Glas zutage trat. Nun wurden die beiden Platten Schicht an Schicht aneinander gelegt und der Vergleichsstreifen so lange verschoben, bis eine vollkommene Übereinstimmung der Dichte mit der Aufnahme erreicht worden war und die Trennungslinie zwischen den beiden verschwand. In der Praxis erwies es sich als vorteilhaft, die Platten mit einem schwarzen Papierblatt zu bedecken, in das eine kleine rechteckige Öffnung geschnitten war, die über das zu untersuchende Gebiet gelegt wurde, und die beste Abgleichung ließ sich ausführen, wenn das Auge ein klein wenig unscharf eingestellt wurde, so daß die sehr schmale Trennungslinie zwischen den beiden Hälften des Bildfeldes verschwand.

Die gefundenen Werte sind in nachstehender Tabelle angegeben:

Luftdruck in mm	Intensität der primären Resonanzstrahlung	Absorbierte Energie
0,01	300	0
0,45	230	70
1,10	200	100
2,20	170	130
6,20	100	200
9,50	70	230
14,20	50	250
18,00	40	260
32,00	12	288

Wenn wir diese Werte in der Weise auftragen, daß wir die Intensitäten zu Ordinaten und die Werte des Luftdrucks zu Abszissen nehmen, so erhalten wir eine Kurve, die praktisch mit der beim Joddampf erhaltenen Kurve identisch ist. Dies ist ein Zeichen dafür, daß die Wirkung der Luft auf die Intensität der emittierten Strahlung in beiden Fällen ungefähr dieselbe ist. In der dritten Spalte der Tabelle habe ich die Mengen der in jedem Falle absorbierten Energie angegeben. Diese Werte sind einfach die Differenzen zwischen den Beträgen der emittierten Energie und der Energie (300), die emittiert wird, wenn sich der Dampf in einem hochgradigen Vakuum befindet; sie sind unter der Annahme berechnet, daß die gesamte dem Primärstrahlenbündel entzogene Energie in beiden Fällen dieselbe ist, das heißt, daß die Gegenwart der Luft auf die Menge der dem Strahlenbündel durch die resonierenden Gasmoleküle entzogenen Energie keinen Einfluß ausübt.

Daß dies in Wirklichkeit der Fall ist, wurde durch folgenden Versuch bewiesen: Ich stellte eine Doppelzelle (Fig. 8b) dadurch her, daß ich eine Scheidewand quer längs eines Durchmessers eines kurzen Stückes weiten Messingrohres festlötete, dessen Enden durch Quarzfenster verschlossen wurden. Die Rohrlänge betrug 17 mm und der Durchmesser 30 mm. Zwei kleine Messingröhren gestatteten, jede Abteilung für sich auf jeden gewünschten Druck zu entluften. Wenn wir die Energie messen wollen, die dem Primärstrahlenbündel durch den Dampf entzogen wird, so müssen wir die Gewißheit haben, daß wir Licht benutzen, das mit den resonierenden Molekülen genau in Synchronismus steht. Das Licht muß weit homogener sein als der Strahl, den der Quarzspektrograph aus dem Lichte des Quecksilberbogens aussondert. Ich benutzte deshalb eine Vorrichtung, die ich von jetzt ab als „die Resonanzlampe" bezeichnen werde, nämlich eine kleine Quarzröhre, die am Boden mit einer flachen Platte aus poliertem Quarzglas verschlossen ist, die in derselben Weise angeschmolzen wurde wie die Endplatten der früher beschriebenen langen Röhre. Diese kleine Röhre enthielt einen Tropfen Quecksilber und war hochgradig entluftet und zugeschmolzen. Das aus dem Quarzspektrographen kommende Licht wurde durch die Seitenwand der Röhre möglichst nahe zur Mitte des flachen Bodens fokussiert. Die Einstellung erfolgte mit Hilfe eines kleinen Stückes Uranglas, welches durch seine Phosphoreszenz den Gang der Strahlen zu verfolgen gestattet.

Es ist äußerst wichtig, zu verhindern, daß das Licht, welches von den Wänden der Röhre reflektiert wird, auf die photographische Platte gelangt. Das machte sehr viel Mühe, aber mit

Hilfe der in Fig. 8a dargestellten Vorrichtung wurde diese Schwierigkeit praktisch beseitigt. Ich stellte einen hölzernen Kasten von 40 × 10 × 10 cm her und schnitt in ein Ende ein großes kreisrundes Loch, das ich mit einem Kegel aus schwarzem Karton, *A*, bedeckte. Diesen stellte ich folgendermaßen her: Ich schnitt eine kreisförmige Scheibe aus, schnitt sie längs eines Halbmessers auf und klebte die Schnittränder so zusammen, daß sie ungefähr 2 cm weit übereinander greifen. Ich brannte ein kleines rundes Loch in den Scheitel des Kegels und setzte diesen gegen den flachen Boden der Resonanzlampe. Eine Quarzlinse, die in eine Scheidewand des Kastens eingesetzt war, machte die Strahlen, die von der Resonanzlampe her durch das kleine Loch kamen, parallel, so daß die Intensität des Lichtes nach seinem Durchgange durch die Zelle dicht an der Zelle oder in einem Abstande von ihr verzeichnet werden konnte. Wie wichtig diese Beobachtung ist, wird aus folgenden Betrachtungen hervorgehen: Wenn wir eine photographische Platte dicht an die Doppelzelle setzen, die den Dampf enthält, so wird sie von dem Primärstrahlenbündel belichtet werden, das die Zelle durchlaufen hat, und ebenfalls von der zerstreuten Resonanzstrahlung. Wenn wir dagegen die Platte in einer Entfernung aufstellen, beispielsweise am anderen Ende des Kastens, so werden die Primärstrahlen, da sie ja parallel sind, sie mit unverminderter Intensität erreichen; die Wirkung der zerstreuten Strahlung hingegen wird zu vernachlässigen sein, weil ihre Intensität nach dem Gesetze des umgekehrten Quadrates abnimmt. Wir würden also, wenn wir die Platte in den beiden Stellungen benutzen, für das Licht, das durch die Abteilung gegangen ist, die Luft und Quecksilberdampf enthält, keinen Unterschied finden, da ja die Gegenwart von Luft, wie wir gesehen haben, die Resonanzstrahlung vernichtet.

Der Versuch wurde in folgender Weise ausgeführt: die eine Abteilung der Doppelzelle wurde hochgradig entluftet und die andere bis auf einen Druck von 3 cm. Ein 1,5 cm breiter Streifen einer photographischen Platte wurde dicht an der Zelle befestigt und empfing das Licht, das durch die untere Hälfte jeder Abteilung hindurchgegangen war. Eine größere Platte wurde am anderen Ende des Kastens aufgestellt und empfing das Licht, welches über die erste Platte hinwegging und durch die obere Hälfte jeder Abteilung hindurchgegangen war. Auf diese Weise erhielt ich vier Aufnahmen auf einmal unter genau gleichen Bedingungen in bezug auf Expositionszeit und Entwicklung. Es bereitete große Schwierigkeiten, alles richtig einzustellen, so daß, wenn die Zelle fortgenommen wurde, die Intensität dicht an der Linse und am Ende des Kastens sich als gleich erwies, was natürlich einen notwendigen Vorversuch darstellt. Ich fand schließlich, daß die Luft des Zimmers genügend Quecksilberdampf enthielt, um die Intensität des aus der Resonanzlampe kommenden Lichtes bei dessen Durchgang durch den Kasten nahezu um die Hälfte zu vermindern.

Dies ist nicht so überraschend, wenn wir daran denken, daß die früheren Versuche dargetan haben, daß das Primärstrahlenbündel (d. h. die zur Erregung der Resonanz fähige Frequenz) beim Durchgange durch eine 5 mm dicke Schicht gesättigten Dampfes von Zimmertemperatur auf die Hälfte seiner Intensität herabgesetzt wurde. Die Schwierigkeit wurde dadurch überwunden, daß vor jedem Versuch die Fenster geöffnet und das Zimmer gründlich durchgelüftet wurde. Man muß dabei an die Schwierigkeiten denken, denen man begegnet, wenn man gewisse Untersuchungen in Laboratorien ausführt, die durch Radium infiziert worden sind!

Eine der mit der Doppelzelle erhaltenen Aufnahmen ist in Fig. 9 wiedergegeben. In diesem Falle war die eine Abteilung frei von Quecksilberdampf, während die andere solchen enthielt. Diese besondere Zelle war indessen nur 8 mm dick und liefert eine gute Vorstellung von der starken Absorption des hochgradig homogenen Lichtes, das aus der Resonanzlampe kommt, durch eine dünne Schicht des Dampfes auf Zimmertemperatur.

Die anderen Aufnahmen lehrten, daß die dem Primärstrahlenbündel entzogene Energie für Quecksilber in einem hochgradigen Vakuum und in Luft unter 3 cm Druck dieselbe war, so daß also die vorläufig angegebene Berechnung des Verhältnisses zwischen Absorption und Zerstreuung bestätigt wurde.

Es ergab sich indessen, daß, wenn Luft von Atmosphärendruck in eine Abteilung eingelassen wurde, die Absorption um mehr als die Hälfte abnahm. Dieser Befund ist genau das Gegenteil von dem, den ich vor drei Jahren verzeichnet habe, als ich entdeckte, daß ich die Absorptionslinie 2536 Å-E. photographieren konnte, wenn ich das Licht eines Kadmiumfunkens durch eine 3 m lange Röhre hindurchgehen ließ, die Quecksilber auf Zimmertemperatur enthielt, falls diese Röhre Luft unter Atmosphärendruck enthielt, während keine Spur der Linie erschien, wenn die Röhre entluftet wurde. Es liegt indessen keine eigentliche Unstimmigkeit vor, denn die Wirkung der Luft besteht, wie ich zuvor gezeigt habe, darin, die

Absorptionslinie zu verbreitern. Dieser Umstand ist unabhängig von Ångström für CO_2 entdeckt worden. Die gegenwärtigen Versuche scheinen ebenso deutlich darzutun, daß zwar die Linie verbreitert wird, daß aber die Intensität der Absorption in der Mitte der Linie wesentlich herabgesetzt wird. Ich habe dasselbe beim Joddampf beobachtet, wo die Linien verwaschen und weniger schwarz werden, wenn man Luft in die Röhre einläßt.

Daß es bei dem früheren Versuch nicht gelungen ist, mit der entlufteten Röhre von 3 m Länge die Absorptionslinie zu erhalten, beruhte natürlich einfach auf dem unzureichenden Auflösungsvermögen des benutzten Spektrographen.

Bei den Versuchen mit der Doppelzelle, die ich soeben beschrieben habe, vermochte ich keinerlei deutliche Zeichen dafür zu finden, daß die Resonanzstrahlung zur Schwärzung der photographischen Platte beitrug, denn es schien kein Unterschied zu bestehen zwischen einer dicht gegen die Zelle gestellten und einer in einem Abstande von der Zelle aufgestellten Platte. Es liegt Grund zu der Annahme vor, daß die seitens eines Resonators emittierten Strahlungen gegen die Primärwelle in Phase um 180^0 verzögert sind, das heißt also, daß sie die Intensität der Primärwelle durch Interferenz schwächen würden. Dies ist ein heikler Punkt für die experimentelle Untersuchung; immerhin habe ich ein oder zwei Versuche gemacht. Wenn man vor die Zelle einen mit zwei kleinen Löchern versehenen schwarzen Schirm stellt, so kann man die durch die Zelle hindurchgehende Strahlung auf zwei Strahlenbündel von geringem Querschnitt begrenzen, von denen je eines von jeder der beiden Abteilungen hindurchgelassen wird. Die Primärwelle wird sich alsdann auf der Platte als zwei kleine Flecken von demselben Durchmesser wie die Öffnungen verzeichnen. Die kurze Dampfsäule, die in der Abteilung, in der das hochgradige Vakuum herrscht, von dem schmalen Strahlenbündel durchlaufen wird, sendet zerstreute Resonanzstrahlung aus, und wir sollten erwarten, daß diese sich als schwacher Halbschatten rings um das scharf begrenzte Bild einzeichnen wird, welches das primäre Strahlenbündel der Platte aufprägt. Es fand sich keine Spur irgendeines derartigen Halbschattens, und hieraus können wir den Schluß ziehen, daß die Wirkung im Vergleich zu jener der Primärwelle so klein ist, daß er vernachlässigt werden kann. Dieser Umstand rief in mir die Vermutung wach, daß, selbst wenn sich der Dampf in einem hochgradigen Vakuum befindet, eine gewisse wahre Energieabsorption stattfinden muß. Es liegt nämlich auf der Hand, daß die Größe der von der Resonanzstrahlung herrührenden Wirkung im Verhältnis zu jener der Primärwelle abnehmen wird, in dem Maße, wie der Faktor einer wahren Absorption hinzutritt. Es erschien möglich, auf diesem Wege zu bestimmen, welcher Bruchteil der dem Primärstrahlenbündel entzogenen Energie gerade absorbiert wurde, und welcher Bruchteil zerstreut wurde.

Ich stellte demgemäß die Quarzlinse in die Mitte des Kastens und die Platte und die Absorptionszelle an das Ende, das jenem gegenüber lag, an dem der durchlochte Papierkegel befestigt war. Auf diese Weise erhielt ich ein scharf fokussiertes Bild der kreisrunden Öffnung in dem Kegel auf der photographischen Platte, die, wie zuvor, so angeordnet war, daß die Schichtseite das vordere Quarzfenster berührte. Ich erhielt dann ein sehr intensives Lichtstrahlenbündel aus der monochromatischen Resonanzlampe und einen sehr schwarzen Fleck auf der Platte mit einer deutlichen Spur einer Korona rings um diesen, die von der zerstreuten Strahlung herrührte (siehe Fig. 10).

Ich ließ nun Luft in die Zelle ein und wiederholte den Versuch: es zeigte sich, wie zu erwarten war, keine Spur der Korona. Dies ist aus Fig. 11 ersichtlich.

Dieser Versuch wird durch die Betrachtung der Fig. 12 noch verständlicher werden. In dieser Figur sind die zerstreuten Strahlen, welche die Korona hervorbringen, durch Pfeile bezeichnet.

Die Frage ist nun, wie groß ist die Wirkung, die wir von diesen zerstreuten Strahlen zu erwarten haben, im Vergleich zu jener Wirkung, welche das Primärstrahlenbündel hervorbringt, nachdem es durch die Zelle hindurchgegangen ist? Eine strenge Berechnung enthält manche Schwierigkeiten. Wir können aber auf folgende Weise zu einer angenäherten Schätzung gelangen: Bei dem Versuche, wie ich ihn angestellt habe, betrug die Schichtdicke der Zelle 10 mm, und die Intensität des Primärstrahlenbündels wurde mithin auf ein Viertel ihres ursprünglichen Wertes herabgemindert, oder mit anderen Worten: es wurden 75 v.H. der Energie zerstreut, und 25 v.H. erreichten die Platte als direkte Strahlen und zeichneten sich auf einer kreisrunden Fläche von 4 mm Durchmesser ab. Offenbar wird die Intensität jener zerstreuten Resonanzstrahlung, die von der ersten Molekülschicht ausgeht, die von dem Primärstrahlenbündel getroffen wird, am größten sein, aber sie wird, wenn sie die Platte erreicht, auf ihrem Durchgange durch das Gas in demselben Maße geschwächt worden sein wie die Intensität jenes Primärstrahls, der die letzte Molekülschicht zu einem weit schwä-

cheren Leuchten erregt. Die Intensität sämtlicher Schichten, wie die photographische Platte sie sieht, würde somit anscheinend gleich sein. Es liegt nun auf der Hand, daß sich die 75 v. H. der Energie, die dem Primärstrahlenbündel entzogen worden sind, da sie nach allen Richtungen hin ausgestrahlt werden, über eine vollständige Kugel verteilen, und wir werden daher vermutlich keinen großen Irrtum begehen, wenn wir annehmen, daß sie ganz und gar aus der ersten Schicht kommen; durch diese Annahme wird der Halbmesser unserer Kugel 10 mm (gleich der Tiefe unserer Zelle), denn bei dem vorliegenden Versuche war die photographische Platte mit dem vorderen Fenster in Berührung angeordnet und nicht, wie es in der Figur angegeben ist, in einer Entfernung von diesem. Die Fläche der Kugel beträgt 1256 mm^2 und die von dem Primärstrahlenbündel beleuchtete Fläche 12 mm^2; das Verhältnis der beiden Flächen zueinander ist somit 1:105. Wir haben also eine Strahlung von der Intensität 3, die sich über eine Fläche von der Größe 105 verteilt (zerstreute Strahlung), und eine Strahlung von der Intensität 1, die sich über eine Fläche von der Größe 1 verteilt. Das direkte Bild müßte demnach ungefähr 35 mal so hell sein wie die Korona. Ich führte eine rohe Messung dieses Verhältnisses aus und fand, daß es in der Nähe von 1:40 lag; die Übereinstimmung ist also so gut, wie wir es in Anbetracht der Art und Weise, in der wir die Berechnung ausgeführt haben, nur erwarten können. Die Berechnung wurde auf Grund der Annahme durchgeführt, daß keine wahre Absorption stattfand, und der Umstand, daß eine gewisse Übereinstimmung zwischen dem berechneten und dem beobachteten Werte des Verhältnisses besteht, weist darauf hin, daß wir es mit einer reinen Zerstreuung zu tun haben, wenn sich der Quecksilberdampf in einem hochgradigen Vakuum befindet. Die Vernichtung der Korona durch Zulassen von Luft ist die unmittelbare Folge davon, daß der Faktor einer wahren Absorption eingeführt wird.

Ich bin der Meinung, daß uns das Verhältnis zwischen der Intensität der Sekundärstrahlung und jener der Primärstrahlung ein besseres Verfahren zur Bestimmung des Verhältnisses liefert, und der gewonnene Wert führt mich, wie ich bereits erwähnt habe, zu der Überzeugung, daß in einem hochgradigen Vakuum keine wahre Absorption erfolgt. Eine strenge Berechnung des Verhältnisses unter fest umschriebenen Bedingungen wäre sehr erwünscht und könnte leicht experimentell nachgeprüft werden. Die Berechnung ließe sich entweder für ein Strahlenbündel mit rechteckigem oder für ein solches mit kreisförmigem Querschnitt durchführen. Ich glaube, daß sich ein Strahlenbündel mit quadratischem Querschnitt als das beste erweisen wird, und wir dürfen nicht vergessen, daß wir bei dem Versuch die ganze Masse des Gases photographieren, wie sie von der Seite gesehen wird. Ich fand, daß bei Anwendung eines derartigen Strahlenbündels die Intensität der Sekundärstrahlung dicht am Primärstrahlenbündel in manchen Fällen gleich einem Viertel des Wertes der letzteren war, obschon sie mit wachsender Entfernung vom Primärstrahlenbündel sehr schnell an Wert abnahm.

Es scheint somit, daß die Vernichtung der sekundären Resonanzstrahlung das Ergebnis der Einführung des Faktors der Absorption ist, doch hielt ich es für das beste, wenn möglich, andere Hypothesen zu prüfen. Die einzige andere Möglichkeit, die ich zu ersinnen vermocht habe, ist die, daß möglicherweise durch die Anwesenheit der Luft die Wellenlänge des emittierten Lichtes ein wenig verändert wird, so daß es nicht mehr imstande ist, den Dampf zu erregen. Die Änderung, die erforderlich sein würde, um diesen Erfolg herbeizuführen, würde sehr gering sein, aller Wahrscheinlichkeit zu gering, um durch irgendein Spektroskop, abgesehen von jenen mit dem größten Auflösungsvermögen, nachgewiesen werden zu können. Ich bin auf ein anderes Verfahren verfallen, das ebenso zufriedenstellend ist und weniger Schwierigkeiten bietet als die Verwendung eines Spektroskops. Wir können es als die Differential-Vakuum-Methode bezeichnen. Ich stellte eine Doppelzelle von der in Fig. 13 angegebenen Gestalt her. Jede Abteilung dieser Doppelzelle enthielt einen Tropfen Quecksilber, und das von der Bogenlampe kommende monochromatische Licht wurde in der Mitte der unteren Abteilung fokussiert. Diese Abteilung wurde bis auf einen Druck von 6 mm ausgepumpt, nachdem frühere Versuche dargetan hatten, daß bei diesem Drucke die Sekundärstrahlung praktisch unmerklich ist. Die obere Abteilung wurde hochgradig entluftet. Der Punkt, auf den die Strahlen fokussiert wurden, wurde möglichst nahe an die Unterseite der horizontalen Scheidewand zwischen den beiden Zellenhälften herangebracht und möglichst nahe an das Fenster, durch welches die Strahlung photographiert wurde, um die Lichtverluste durch eine dazwischentretende Dampfschicht zu vermeiden. Falls nun eine Änderung der Wellenlänge infolge der Luft in der unteren Abteilung stattfindet, so wird das (seitens des unmittelbar erregten Dampfes emittierte) Licht, welches durch die Scheidewand aus Quarz hindurch nach oben geht, nicht imstande sein, den Dampf in der oberen Abteilung anzuregen. Wenn andererseits die Absorptionshypothese

richtig ist, so wird der Dampf in der oberen Abteilung glühen, da wir ja hier durch die vollständige Entfernung der Luft eine Absorption ausgeschaltet haben. Die photographische Aufnahme zeigte die Sekundärstrahlung in der oberen Abteilung, und das Verhältnis zwischen ihrer Intensität und der Intensität der Primärstrahlung war ungefähr dasselbe wie in dem Falle, daß beide Abteilungen vollständig entluftet waren. Hierdurch ist die zweite Hypothese erledigt, und dieser Befund steht in voller Übereinstimmung mit der Absorptionserklärung.

VIII. Übergang von unregelmäßiger Zerstreuung zu regelmäßiger Reflexion seitens der molekularen Resonatoren.

Ich habe bereits der selektiven Reflexion monochromatischen Lichtes seitens sehr dichten Quecksilberdampfes Erwähnung getan, die ich vor einigen Jahren zum Gegenstande einer Untersuchung gemacht habe; ich habe nunmehr den Übergang von der diffusen Zerstreuung zu dieser regelmäßigen Reflexion zum Gegenstande einer Experimentaluntersuchung gemacht. Eine regelmäßige Reflexion kann nur dann erfolgen, wenn die Resonatoren so dicht zusammengelagert sind, daß die primäre Welle vollkommen von einer Schicht gebremst wird, deren Dicke von der Größenordnung der Wellenlänge ist. Wenn die Resonatoren so dünn im Raume verteilt sind, daß die einfallende Welle bis zu einer irgendwie merklichen Tiefe eindringt, so können sich ihre Strahlungen nicht zur Bildung einer reflektierten Welle in der üblichen Bedeutung dieses Ausdruckes vereinigen. Planck hat, glaube ich, irgendwo den Umstand erwähnt, daß die von den Resonatoren ausgehenden Strahlungen die primäre Welle infolge ihrer Phasenverzögerung zerstören, daß sie dagegen in der entgegengesetzten Richtung, da ja in dieser Richtung keine primäre Welle fortschreitet, mit der sie interferieren können, eine Welle hervorbringen, welche selektive Reflexion darstellt. Wenn eine solche auftreten würde, so würde sie, abgesehen von dem Falle, in dem die Welle an der Grenzfläche gebremst wird, das bilden, was wir als eine „Volumenreflexion" bezeichnen könnten, im Gegensatze zu einer Oberflächenreflexion; ich bin aber überzeugt, daß dieser Vorgang nicht vorkommt. Es erschien indessen so leicht, den Beweis für eine etwa vorhandene Volumenreflexion zu erhalten, daß ich einen Versuch anstellte, allerdings mehr in der Absicht, mich von ihrem Nichtvorhandensein zu überzeugen, als in der Erwartung irgendeines anderen Ergebnisses. Ich stellte eine Zelle von der in Fig. 14 wiedergegebenen Gestalt her und ließ durch die schräge Quarzplatte ein divergentes Strahlenbündel in sie eintreten. Wenn auch nur ein ganz kleiner Bruchteil der seitens der Resonatoren emittierten Energie wieder gegen die Strahlungsquelle hin zurückgesandt werden würde, also in der Richtung der umgekehrten Primärstrahlen, so würden wir ein konvergentes Strahlensystem erhalten, das von der schrägen Quarzplatte teilweise reflektiert werden und auf der photographischen Platte P zur Vereinigung gelangen würde. Die Platte zeigte jedoch nur eine gleichmäßige Schwärzung, die von dem seitens der Resonatoren unregelmäßig zerstreuten Lichte herrührte.

Man erhält dagegen regelmäßige Reflexion, wenn die Dichte des Dampfes so groß ist, daß die Welle nur bis zu einer sehr geringen Tiefe eindringen kann, und ich wandte mich nunmehr der Untersuchung der Frage zu, bei welcher Dichte die Umwandlung von der Zerstreuung zur regelmäßigen Reflexion stattfindet. Ich brachte einen Quarzkolben, der einen Tropfen Quecksilber enthielt, und der ausgepumpt und zugeschmolzen worden war, genau über einem senkrechten Schornstein aus Eisenblech an, der dazu diente, den Kolben in die von einem großen Bunsenbrenner aufsteigenden heißen Gase einzutauchen. Ein Quarzthermometer für hohe Temperaturen wurde so montiert, daß seine Kugel den Quarzkolben berührte. Durch Regulieren der Flammenhöhe des Brenners konnte ich dann den Kolben auf jeder gewünschten Temperatur halten. Mittels des Quarzspektrographen warf ich ein divergentes Strahlenbündel von Licht mit der Wellenlänge 2536 Å.-E. auf den Kolben, und dann photographierte ich den Kolben mit der Quarzkamera. Die Aufnahme zeigte, daß bei Zimmertemperatur das Innere des Kolbens ganz und gar von einem gleichmäßigen Glühen erfüllt war. In dem Maße, wie die Temperatur stieg, beschränkte sich dieses Glühen auf die Wandung, welche die direkten Strahlen von dem Spektrographen erhielt, weil die Strahlung nicht imstande war, in das Innere einzudringen. In dem Maße, wie die Dichte des Dampfes zunahm, schien sich dieses Glühen auf oder dicht um den hellen Punkt zusammenzuziehen, welcher das von der inneren Kolbenwandung reflektierte Bild der Lichtquelle darstellte. Gewöhnlich erscheinen im Bilde zwei solche Punkte, von denen der eine das von der Außenwand, der andere das von der Innenwand reflektierte Bild darstellt. Diese Punkte sind die virtuellen Bilder der Lichtquelle in dem sphärischen Spiegel, den die Kolbenwandung bildet. Diese Zusammenziehung des Bildes fiel mir als sehr eigentümlich auf, da sie mich an die Reflexion seitens einer leicht aufgerauhten Ober-

fläche erinnerte, oder seitens einer Oberfläche, die sehr fein geschliffen, aber nicht poliert worden ist. Ich erhielt die Erscheinung mit dem Kolben und mit einem kleinen Fläschchen. Die Fig. 15 und 16 zeigen die Erscheinung, und zwar ist bei jeder Aufnahme der Druck des Quecksilberdampfes vermerkt. Ich berechnete nach elementaren Methoden, was zu erwarten wäre, wenn die Resonatoren dichter zusammengedrängt werden würden, und gelangte zu dem Schlusse, daß ein solches Zusammenziehen oder eine solche Kontraktion des Glühens nicht zu erwarten wäre, sondern daß das, was tatsächlich eintreten würde, eine allmähliche Intensitätsabnahme des Glühens sein würde, das bei niederen Drucken gleichförmig über die beleuchtete Wand ausgebreitet ist, sowie eine gleichzeitige Intensitätszunahme des kleinen Bildes, das von der inneren Wandung reflektiert wird. Nunmehr richtete ich einen neuen Kolben her, der noch nie zuvor erhitzt, noch zu irgendwelcher Experimentaluntersuchung benutzt worden war, und fand jetzt keine Spur von der Kontraktion des Glühens. Eine sorgfältige Untersuchung des alten Kolbens und des Fläschchens in starkem Licht brachte das Vorhandensein einer geringen Entglasung der inneren Oberfläche zutage; das reflektierte Bild der Sonne erschien nämlich von einem ziemlich hellen Hofe umgeben. Dieser Umstand erklärte ohne weiteres die Zusammenziehung des Glühens bei Steigerung des Dampfdruckes. In dem Maße, wie die Dichte des Quecksilberdampfes zunahm, nahm das Reflexionsvermögen der inneren Wandung zu, etwa geradeso, als wenn ein Niederschlag eines Metalls allmählich auf ihr abgeschieden würde, und diese Zunahme des Reflexionsvermögens war hinreichend, um den Beugungshof zu entwickeln, der von der geringen Rauheit der inneren Wandung herrührte. Der Umstand, daß das sich zusammenziehende Glühen gewöhnlich eine bestimmte, wenn auch unregelmäßige Gestalt hatte und häufig von benachbarten Flecken von geringerer Intensität begleitet war, machte mich von Anfang an argwöhnisch gegen die Erscheinung; aber erst als ich die geringe Entglasung der Oberfläche bemerkt hatte, war ich in der Lage, eine befriedigende Erklärung des Sachverhaltes zu geben. In Fig. 17 ist die letzte Aufnahme gemacht worden, nachdem der Quecksilberbogen eine halbe Minute lang gebrannt hatte und nicht mehr genau die Frequenz aussandte, auf welche die Quecksilbermoleküle ansprachen. Die Reflexion rührt in diesem Falle ganz und gar von dem Quarz her, und wir sehen nur die beiden früher erwähnten winzigen Lichtpunkte. Dasselbe gilt für das letzte Bild der Fig. 15, nur daß hier die beiden Bilder übereinandergelagert und ein klein wenig unscharf eingestellt sind.

Das wahre Phänomen wird durch die Fig. 17 veranschaulicht, die mit dem reinen Kölbchen aufgenommen worden ist. Die Aufnahmen A und B wurden bei Zimmertemperatur gemacht, und zwar erstere mit einer Expositionszeit von fünf Sekunden, letztere mit einer solchen von anderthalb Sekunden, um das Intensitätsverhältnis der beiden von der inneren und von der äußeren Wandung reflektierten Bilder besser zur Geltung zu bringen. Ich stellte auf diese etwas unscharf ein, so daß ihr Intensitätsverhältnis besser bestimmt werden konnte. Sie erscheinen infolge zonischer Fehler der Linse zu Lichtkreisen erweitert. Es ist klar, daß bei Zimmertemperatur der untere Kreis viel heller ist als der obere, der von der inneren Wand reflektiert wird. Die anderen beiden Kreise sind von der rückseitigen Wand reflektiert und verschwinden auf den übrigen Bildern, weil die Strahlung dort nicht bis zur Rückseite vorzudringen vermag. Die Bilder C und D wurden mit einem Quecksilberdampfdruck von ungefähr 20 mm aufgenommen. Das Glühen ist nunmehr auf den Teil der Wandung beschränkt, welcher die direkten Strahlen empfängt, und das Bild, das von der äußeren Wandung gebildet wird, ist noch heller als das von der inneren Wandung erzeugte, und zwar ist das Verhältnis ungefähr dasselbe. Die Aufnahmen E und F wurden bei einem Drucke von sehr nahezu einer Atmosphäre gemacht. Das diffuse Glühen ist ganz und gar verschwunden, und es bleiben nur die beiden regelmäßig reflektierten Bilder übrig; dabei ist jetzt der obere Kreis deutlich heller als der untere. Den Beweis dafür, daß dieses Bild (der obere Kreis) tatsächlich von der inneren Wandung herrührte, erbrachte ich auf folgende Weise: Ich kühlte den erhitzten Kolben auf der beleuchteten Seite mittels eines Luftstromes ab. Die Folge hiervon war, daß sich ein ganz feiner „Tau" von Quecksilbertröpfchen an der Wandung kondensierte und diese auf der Innenseite praktisch versilberte. Ich machte sofort eine Aufnahme und fand, daß der obere Lichtkreis der hellere von beiden war, so wie es bei dem dichten Quecksilberdampf der Fall war.

Die diffuse Reflexion beginnt bei einem Drucke von ungefähr 2 cm schwächer zu werden und ist bei 70 cm praktisch verschwunden.

IX. Polarisationsversuche.

Nachdem ich in dem Fluoreszenzlicht, das von Natrium-, Kalium- und Joddampf ausgesandt wird, eine starke Polarisation entdeckt hatte, erwartete ich bestimmt, eine solche bei der Resonanzstrahlung des Quecksilbers zu finden; schien

doch der Mechanismus der Emission in diesem Falle viel einfacher zu sein als in den anderen Fällen, wo außer der Resonanzstrahlung andere damit verbundene Frequenzen emittiert werden, die Anlaß zu den Spektren geben, die ich als Resonanzspektren bezeichnet habe. Mit einem Babinetschen Kompensator, den ich vor der Resonanzlampe aufgestellt hatte, konnte ich keine Spur irgendwelcher Polarisation entdecken. Als Analysator benutzte ich ein kleines Foucaultsches Prisma, weil die gewöhnlichen Nicolschen Prismen wegen des Kanadabalsams, mit dem sie zusammengekittet sind, für das Ultraviolett undurchlässig sind.

X. Versuche mit der Resonanzlampe.

Die Strahlung, die von der ausgepumpten Quarzröhre ausgesandt wird, ist so homogen, daß eine 5 mm dicke Schicht Quecksilberdampf unter dem Drucke, den dieser bei Zimmertemperatur hat (0,001 mm), ihre Intensität ungefähr um die Hälfte herabmindert. Verschiedene Untersuchungen mit dem Dampfe unter außerordentlich niedrigem Drucke werden ohne weiteres möglich. Es ist, als hätte man ein Gas, das selbst bei den in Vakuumröhren gewöhnlich gebräuchlichen Drucken ganz schwarz erscheint. Es wird möglich sein, zu untersuchen, mit welcher Geschwindigkeit der Dampf in andere Gase unter niederen Drucken diffundiert, und es wird auf diesem Wege möglich sein, festzustellen, ob die Resonatoren in Wirklichkeit Quecksilbermoleküle sind oder größere Aggregate.

Ich machte zwei Aufnahmen, aus denen deutlich hervorgeht, welch empfindliches Mittel zum Nachweis kleiner Spuren von Quecksilberdampf wir in dem Lichte der Resonanzlampe besitzen. Eine Quarzkugel von 1,5 mm innerem Durchmesser, die einen Tropfen Quecksilber enthielt, wurde vor eine photographische Platte in einem dunklen Kasten aufgestellt und mit dem Lichte der Lampe beleuchtet. Die Kugel warf einen Schatten, der so schwarz war wie Tinte. Ich öffnete dann die Kugel, entfernte den Quecksilbertropfen, wusch dann die Kugel mit Salpetersäure und destilliertem Wasser aus, erhitzte sie bis fast zur Rotglut und blies einen Luftstrom hinein. Darauf photographierte ich sie von neuem. Sie lieferte noch immer den schwarzen Schatten, wenngleich nicht so schwarz wie zuvor. Erst durch fortgesetztes Erhitzen auf Rotglut und reichliches Ausspülen mit einem Luftstrom war ich in der Lage, ein Schattenbild zu erhalten, das das Fläschchen durchsichtig erscheinen ließ. Das Kölbchen war zuvor erhitzt worden, bis der in ihm enthaltene Quecksilberdampf einen Druck von mehreren Atmosphären hatte, und ich stelle mir vor, daß möglicherweise die innere Oberfläche etwas von dem Dampfe absorbiert hat, was durch die Säure nicht beseitigt worden ist. Ein Chemiker würde das Kölbchen nach der ersten Behandlung, die ich ihm habe zuteil werden lassen, zweifelsohne als rein bezeichnet haben. Die beiden Aufnahmen sind in Fig. 18 wiedergegeben.

Darauf bohrte ich in das Ende eines Messingzylinders eine flache Höhlung, erwärmte den Zylinder auf eine Temperatur, die vielleicht um 10^0 oberhalb der Temperatur des Zimmers lag, und brachte einen Tropfen Quecksilber in die Höhlung. Der Tropfen ragte über das Ende des Zylinders hervor. Dieser Zylinder wurde in dem dunklen Kasten mit dem Lichte der Lampe photographiert, und das Bild zeigte die schwarze Quecksilberdampfsäule, die von dem Konvektionsstrome der warmen Luft aufwärts getragen wurde (siehe Fig. 19).

Ich bin gegenwärtig damit beschäftigt, ein Michelsonsches Interferometer mit einer durch Kathodenzerstäubung mit einem Überzug von Gold versehenen Fluoritplatte aufzustellen, um festzustellen, ein wie großer Gangunterschied bei den Interferenzstreifen möglich ist, die von dem Lichte dieser Lampe gebildet werden. Ich denke mir, daß sich das Licht als homogener erweisen dürfte als das irgendeiner uns bekannten Lichtquelle. Es ist natürlich möglich, daß die Linie ihrerseits komplex ist, und in diesem Falle wird die Sachlage eine andere sein.

Die Dispersion des Dampfes in der Nähe der Linie 2536 Å.-E. soll gleichfalls mit demselben Apparate untersucht werden. Es wird ferner interessant sein, die Lampe in ein kräftiges Magnetfeld zu bringen und den Zeemaneffekt an einem Gase zu untersuchen, das durch Resonanz strahlt, und nicht unter dem Einflusse einer elektrischen oder einer sonstigen Erregung. Es erscheint sogar möglich, daß man mit Hilfe der resonierenden Quecksilberlampe das elektrische Analogon zum Zeemaneffekt entdecken kann, da man sie in einem Vakuum, das praktisch nichtleitend ist, zu starkem Leuchten bringen kann, das heißt, falls nicht der Dampf leitend wird, wenn man ihn mit dem ultravioletten Licht erregt. Dieses letztere bezweifle ich allerdings, denn ein roh ausgeführter Versuch mit einem kleinen Goldblattelektroskop zeigte keine Leitfähigkeit, als der Dampf in der Röhre zwischen zwei Elektroden erregt wurde. Wir können daraus nicht schließen, was bei einer Potentialdifferenz erfolgen würde, die ausreichend wäre, in einer Wechselstromfunkenstrecke einen Funken von etwa 20 cm Länge zu liefern, aber ich habe das Gefühl, daß das Vakuum diese Spannung aushalten würde.

In der Tat scheint die Entdeckung des

höchst merkwürdigen Verhaltens des Quecksilberdampfes bei sehr niedrigen Drucken ein gar weites Feld für die Forschung zu eröffnen.

Diese Mitteilung bildet die dritte einer Reihe von Arbeiten über die optischen Eigenschaften des Quecksilberdampfes. Die erste dieser Arbeiten behandelte die selektive Reflexion monochromatischen Lichtes an Quecksilberdampf[1]) und die zweite die Absorption, Fluoreszenz, magnetische Rotation und anomale Dispersion des Quecksilberdampfes[2]).

Die Untersuchung ist durch eine Beisteuer seitens des Rumfordfonds der American Academy of Arts and Sciences ermöglicht worden, und ich bin den Mitgliedern des Rumfordkomitees für ihre großherzige Unterstützung zu vielem Danke verpflichtet.

1) Diese Zeitschr. **10**, 425, 1909.
2) Diese Zeitschr. **10**, 466, 1909.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 1. April 1912.)

Über genaue Messungen des dielektrischen Verlustwinkels und der Kapazität mit der Wechselstrombrücke, sowie über die Bestimmung der Phasenfehler von Widerständen.

(Mitteilung aus dem Kaiserl. Telegraphen-Versuchsamt.)

Von Karl Willy Wagner und Alfred Wertheimer.

Eine einwandfreie Bestimmung der dielektrischen Eigenschaften der Isolierstoffe bei der Frequenz der Fernsprechströme ist für die Fernsprechtechnik von großer Wichtigkeit; den dielektrischen Energieverlusten in dem Isolierstoff der Kabel und Kondensatoren entspricht eine Leistungskomponente des Ladestromes, und dies ist gleichbedeutend mit einer Verringerung des für die betreffende Frequenz gültigen Isolationswiderstandes.

Nennen wir δ den Verlustwinkel[1]) des Isolationsmaterials, ω die 2π-fache Frequenz, A die Ableitung (den reziproken Wert des scheinbaren Isolationswiderstandes), C = die Kapazität, so gilt bekanntlich:

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{A}{\omega C}; \qquad (1)$$

Seitdem es durch die Einführung der Pupinspulen gelungen ist, die vom Ohmschen Widerstande herrührende Dämpfung der Fernsprechleitungen erheblich herabzusetzen, wird die Reichweite solcher Leitungen im wesentlichen durch die Ableitung A und den Isolationszustand begrenzt[1]). In dem gleichen Sinne wirkt die Ableitung der in den Städten und in den Fernsprechämtern verlegten Kabel, sowie die Ableitung der in den Ämtern eingeschalteten Fernsprechkondensatoren, überhaupt jede zwischen Hin- und Rückleitung liegende unvollkommene Isolation. Die Größe der Ableitung wird bei der Frequenz der Sprechströme bei allen guten Isoliermitteln lediglich durch die dielektrischen Energieverluste bestimmt. Die Verluste infolge der Leitfähigkeit des Dielektrikums können neben den eigentlichen dielektrischen (Umelektrisierungs-) Verlusten fast immer vernachlässigt werden. Nun stehen aber diese Verluste gerade bei den guten Isoliermitteln nicht in Beziehung zu dem mit Gleichstrom gemessenen Isolationswiderstande. Es kommt sogar vielfach vor, daß von zwei Stoffen derjenige mit dem höheren Isolationswiderstande die höheren dielektrischen Verluste besitzt; es ist daher im allgemeinen nicht möglich, aus dem Betrage des mit Gleichstrom gemessenen Isolationswiderstandes auf die Größe der dielektrischen Verluste zu schließen. Daraus ergab sich die Aufgabe, eine Einrichtung zur Messung der den dielektrischen Verlusten entsprechenden Wechselstromableitung zu schaffen.

Eine bequeme Meßanordnung zur Bestimmung der dielektrischen Eigenschaften der Isolierstoffe (also der Größen $\operatorname{tg}\delta$ und C) bildet die Wiensche Wechselstrombrücke[2]). Für genaue Messungen, besonders solche an guten Isoliermitteln, sind jedoch verschiedene Vorsichtsmaßregeln zu beobachten, da der einfache — in der üblichen Art ausgeführte — Brückenaufbau unter Umständen unrichtige Ergebnisse liefert. In einer früheren Mitteilung auf Seite 1001 der Elektrot. Zeitschr. 1911 hat der eine von uns die Gründe hierfür auseinandergesetzt: Man hat sie teils in der Wirkung der Erdkapazitäten und Erdableitungen der einzelnen Teile der Brückenanordnung zu suchen, teils liegen sie in der Unvollkommenheit der in der Brücke liegenden Widerstände und Kondensatoren. In dieser Mitteilung wurde auch ein Verfahren zur Beseiti-

1) $90^0 - \delta$ ist der Winkel, um den der Ladestrom der Spannung in Phase voreilt.

1) Das ist so zu verstehen: Durch die künstliche Erhöhung der Induktivität (durch Einschalten der Spulen) könnte die Dämpfung der Leitungen beliebig hinabgedrückt werden, wenn $A = 0$ wäre. In Wirklichkeit gelingt die Verminderung der Dämpfung nur bis zu einem Minimum, dessen Betrag mit A zunimmt; erhöht man dann die Induktivität weiter, so nimmt die Dämpfung wieder zu.

2) Wied. Ann. **44**, 689, 1891.

gung des schädlichen Einflusses der Erdkapazitäten und Erdableitungen beschrieben. Es besteht darin, daß man der Brücke einen den Brückenzweigen ähnlichen Hilfszweig parallel schaltet, der an geeigneter Stelle geerdet ist. Durch passende Abgleichung dieses Zweiges wird erreicht, daß der das Nullinstrument tragende Querzweig der Brücke spannungslos gegen Erde wird. Das hat dann, wie am angeführten Ort auseinandergesetzt, den Erfolg, daß die Erdkapazitäten die Einstellung der Brücke nicht mehr beeinflussen. Das beschriebene Mittel besitzt vor den bisher bekannt gewordenen, dem gleichen Zwecke dienenden Maßnahmen den Vorteil, daß man als Nullinstrument einen gewöhnlichen Fernhörer verwenden kann, der für die beim Fernsprechen in Frage kommenden Frequenzen (untere Grenze etwa $\omega = 2000$) weitaus das empfindlichste Instrument ist (in guten Fernhörern können $3 \cdot 10^{-9}$ Amp. noch sicher wahrgenommen werden)[1]). In der früheren Mitteilung war der Nutzen des vorgeschlagenen Hilfszweiges durch die Angabe einiger Meßergebnisse dargetan worden. An sich war freilich die erzielte Meßgenauigkeit nicht sonderlich groß, wenn sie auch für die Mehrzahl der technischen Messungen wohl ausreicht. Das lag aber nur an der Unvollkommenheit des ganzen Aufbaus der Anordnung. Inzwischen ist es gelungen, die Einrichtung weiter zu vervollkommnen, so daß sie die Messung von Kapazitäten bis auf wenige Milliontel Mikrofarad genau und den Verlustwinkel bis auf einige Bogensekunden genau ermöglicht.

Dies ist durch die Anwendung einer Reihe von kleinen Mitteln erreicht worden, die zum Teil nicht einmal neu sind[2]); da es aber in weiten Kreisen noch wenig bekannt zu sein scheint, worauf es bei dergleichen Messungen ankommt, so dürfte die folgende Aufzählung dieser Einzelheiten nicht überflüssig sein.

1. Damit die Abgleichung des Hilfszweiges ihren Zweck erfülle, muß dafür gesorgt werden, daß auch der Beobachter selbst durch seine Lagenänderung bei der Messung die Erdkapazitäten nicht ändere; daher sind alle Widerstände, Kondensatoren und Leitungen mit besonderen leitenden und geerdeten Hüllen umgeben worden. Außerdem mußten die Hartgummigriffe der Kurbeln und Gröpsel an den zur feineren Einstellung dienenden Rheostatenstufen (zu 10 × 1 Ohm und weniger) so weit verlängert werden, daß die sie bedienende Hand des Beobachters weit genug von den metallenen Kontaktflächen entfernt blieb. Diese Mittel haben sich als notwendig, aber auch als ausreichend erwiesen.

2. Besonders störend wirkte die Induktion der Stromzuführungsleitungen auf die Brückenarme; sie wurde schließlich durch bifilare Führung der Leitungen in einem Messingrohr beseitigt.

3. Auch die Induktion auf die Fernhörerzuleitung wirkte störend. Sie verschwand erst, als diese Leitung nicht nur auf ihrer ganzen Länge bifilar, sondern auch senkrecht zu den übrigen Drähten von den Brückenwiderständen weggeführt und ebenfalls mit einer geerdeten Metallhülle umgeben worden war.

4. Da die Abgleichung der Brücke immer nur für eine bestimmte Frequenz möglich ist, so kann der Fernhörer nur dann völlig zum Schweigen gebracht werden, wenn eine rein sinusförmige Spannung an der Brücke liegt; die Spannungskurve der gewöhnlichen Hochfrequenzmaschinen genügt dieser Bedingung nicht. Durch einfache Resonanzschaltungen (Fig. 1) läßt sich aber eine genügend sinusförmige Kurve herstellen.

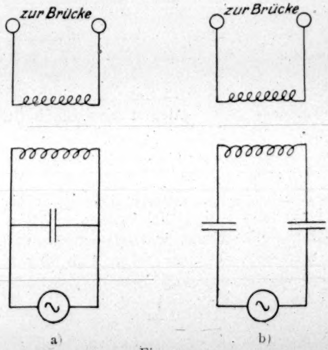


Fig. 1.

Eine gewisse Vorsicht bei der Verwendung des Telephons als Nullinstrument ist insofern am Platze, als gute Fernhörer meistens eine sehr ausgeprägte Resonanzstelle besitzen[1]). Es ist vorteilhaft, diesen Umstand zu einer weiteren

1) In der Literatur sind mehrfach noch bedeutend höhere Empfindlichkeiten angegeben worden; doch dürften diese auf Meßfehlern beruhen, die sich bei höherer Frequenz leicht einschleichen können, wenn man die Kapazität der Hörerwicklung gegen den Körper des Beobachters nicht unschädlich macht, was z. B. durch geeignete Schaltung leicht zu erreichen ist.

2) Rosa, Bull. of the Bur. of Standards, Washington, 1, 383, 1905; Grover, ebenda, **3**, 371, 1907; Curtis, ebenda, **6**, 431, 1911; Orlich, „Kapazität und Induktivität", Braunschweig 1909; Giebe, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **31**, Heft 1, 1911.

1) Vgl. hierzu K. W. Wagner, Elektrot. Zeitschr 1911, S. 81, Abb. 5.

Steigerung der Empfindlichkeit auszunützen, indem man für die Messung bei verschiedenen Frequenzen verschiedene Fernhörer verwendet, von denen jeder ungefähr auf die zugehörige Frequenz abgestimmt ist. Aber auch wenn man hiervon keinen Gebrauch macht, sollte man darauf achten, daß der Fernhörer nicht etwa zufällig einen der Obertöne der Hochfrequenzmaschine durch Resonanz verstärkt und so die Resonanzschaltung für den Hauptton wertlos macht.

Nachdem die unter 1—4 aufgeführten Maßnahmen getroffen worden waren, konnte die Brücke sehr scharf eingestellt werden. Beim Vergleich zweier Kapazitäten C_1 und C_2 (Fig. 2)

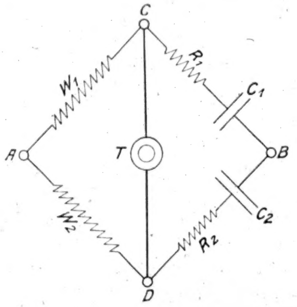


Fig. 2.

von 0,02 Mikrofarad unter Verwendung von Widerständen w_1 und w_2 von etwa 1000 Ohm ließ sich schon eine Änderung dieser Widerstände um 0,01 Ohm im Fernhörer deutlich wahrnehmen; dies bedeutet hinsichtlich der Kapazität

$$C_2 = C_1 \frac{w_1}{w_2} \qquad (2)$$

eine Einstellungsgenauigkeit von $^1/_{1000}$ Proz. Der Widerstand R_1 ließ sich auf 0,02 Ohm einstellen; die Frequenz war $\omega = 2\pi n = 10000$; R_2 war $= 0$. Daraus folgt, daß der Unterschied der Verlustwinkel der Kondensatoren C_1 und C_2

$$\delta_2 - \delta_1 = \operatorname{tg}\delta_2 - \operatorname{tg}\delta_1 = R_1 \omega C_1 \qquad (3)$$

auf $0,02 \cdot 10^4 \cdot 2 \cdot 10^{-8} = 4 \cdot 10^{-6}$ oder rund 1 Bogensekunde genau erhalten wird. An der Brücke lagen etwa 40 Volt; ohne den Hilfszweig, oder wenn man seine Abgleichung stark verstellt, oder bei der Erdung der Ecke A der Brücke läßt sich der Fernhörer im allgemeinen überhaupt nicht ganz zum Schweigen bringen[1]). Die aus der soeben mitgeteilten Messung hervorgehende Genauigkeit bei der Brückeneinstellung darf nicht darüber hinwegtäuschen, daß die gewonnenen Ergebnisse noch beträchtlich falsch sein können, wenn man sie mittels der einfachen Beziehungen (2) und (3) auswertet. Diese sind unter der Annahme streng induktions- und kapazitätsfreier Widerstände w_1, w_2, R_1, R_2 abgeleitet. Tatsächlich besitzen die unteren Widerstandsstufen Selbstinduktivität, die höheren Stufen eine gewisse Kapazität. Der Spannungsabfall in den Widerständen w wird daher in Wirklichkeit der Stromstärke um einen kleinen Phasenwinkel φ vor- (oder nach-)eilen, und der Widerstandsoperator wird

$$\mathfrak{W} = w(1 + j\varphi) \qquad (4)$$

sein. Bedeuten die $\varphi_1, \varphi_2, \psi_1, \psi_2$ in diesem Sinne die Phasenfehler der Widerstände w_1, w_2, R_1, R_2, und führt man die Operatoren dieser Widerstände (4) in die allgemeine Brückengleichung

$$\Re_{AC} \cdot \Re_{DB} = \Re_{CB} \cdot \Re_{AD}$$

ein (die $\Re$ sind die Operatoren der betreffenden Zweige), so erhält man die Beziehungen[1]):

$$\delta_2 - \delta_1 = R_1 \omega C_1 - R_2 \omega C_2 + \varphi_2 - \varphi_1; \qquad (5)$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{C_2}{C_1} = \frac{w_1}{w_2}[1 + \varphi_2\delta_1 - \varphi_1\delta_2 + \\ + \omega C_1 R_1(\varphi_2 + \psi_1) - \omega C_2 R_2(\varphi_1 + \psi_2)]. \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Die Phasenfehler φ_1 und φ_2 betragen unter Umständen viele Minuten und können daher die Messung des Verlustwinkels beträchtlich fälschen; dagegen sind die Korrektionsglieder in der Kapazitätsformel (6) im allgemeinen zu vernachlässigen.

Ist C_1 ein guter Luftkondensator, so wird $\delta_1 = 0$. Da in der Gleichung (5) nur die Differenz $\varphi_2 - \varphi_1$ vorkommt, so könnte man daran denken, die Messung von C_2 und δ_2 unter Verwendung eines veränderbaren Luftkondensators mit gleichen Brückenarmen $w_1 = w_2$ zu machen; sind dann die Widerstände w_1 und w_2 auch gleichartig gebaut, so wird:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 0$$

und

$$\delta_2 = R_1 \omega C_1 - R_2 \omega C_2.$$

Tatsächlich erwies sich aber dieser Weg als ungangbar, da die vorhandenen, angeblich gleichartigen Widerstände eine erhebliche Phasendifferenz $\varphi_2 - \varphi_1$ aufwiesen. Theoretisch würde in diesem Falle zwar das Mittel aus dieser Messung und einer zweiten mit vertauschten Widerständen w_1 und w_2 den richtigen Verlustwinkel δ_2 ergeben; bei der Ausführung einer solchen

1) Eine Verlustwinkelmessung, bei der es nicht gelungen ist, die Brücke so scharf einzustellen, daß das Telephon vollkommen schweigt, verdient kein Vertrauen.

1) Bei der Ableitung dieser Formeln sind die Phasenabweichungen δ, φ, ψ als **kleine Größen** behandelt, d. h. höhere Potenzen und Produkte vernachlässigt worden; vgl. Orlich, „Kapazität und Induktivität“, S. 251, § 35.

Messung entstanden jedoch dadurch neue Fehler, daß bei der Vertauschung der Widerstände Verbindungsdrähte umgeschaltet werden müssen, und so die inneren Kapazitäten sich ändern. Dagegen führen die beiden folgenden Methoden zum Ziele.

A. Die Substitutionsmethode.

Es sei C_1 ein beliebiger Kondensator, C_2' der Kondensator, dessen Verlustwinkel bestimmt werden soll. Die durch die Abgleichung der Brücke erhaltenen Widerstandswerte seien w_1, w_2, R_1, R_2', dann gilt nach Gleichung (5):

$$\delta_2' - \delta_1 = R_1 \omega C_1 - R_2' \omega C_2' + \varphi_2 - \varphi_1. \quad (7a)$$

Hiernach ersetzt man C_2' durch einen Luftkondensator mit veränderbarer Kapazität C_2'' und gleicht die Brücke nunmehr nur durch Änderung dieser Kapazität und des Rheostaten R_2 ab; die erhaltenen Werte seien C_2'' und R_2''; dann ist

$$C_2' = C_2'',$$

und, mit $\delta_2'' = 0$:

$$-\delta_1 = R_1 \omega C_1 - R_2'' \omega C_2'' + \varphi_2 - \varphi_1. \quad (7b)$$

Subtrahiert man Gleichung (7b) von Gleichung (7a), so folgt:

$$\delta_2' = (R_2'' - R_2') \omega C_2'. \quad (7c)$$

1. Beispiel.

Es war

C_1 ein Luftkondensator von 0,020455 Mikrofarad;

C_2' ein Glimmerkondensator vom Nennwert 0,01 Mikrofarad;

und es ergab sich bei $t = 18,5^0$ C, $\omega = 10000$:

$w_2 = 1000$ Ohm,

$w_1 = 483,04$ Ohm; somit

$$C_2' = 0,0098806 \text{ Mikrofarad};$$

Es wurden die in der folgenden Tabelle angegebenen Einstellungen erzielt.

Tabelle.

Nr.	R_1	R_2'	R_2''	$R_2''-R_2'$	$\varphi_2 - \varphi_1$	$R_2''*$
a	13,00	1,90	8,85	6,95	$-17,86 \cdot 10^{-4}$	8,60
b	15,00	6,05	13,00	6,95	$-17,86 \cdot 10^{-4}$	12,85
c	20,00	16,30	23,35	7,05	$-17,84 \cdot 10^{-4}$	23,15
				Mittel: 6,98		

Aus dem Mittelwerte $R_2'' - R_2' = 6,98$ Ohm berechnet sich:

$$\delta_2' = 6,90 \cdot 10^{-4} = 2'\ 22,3''.$$

Da hier auch C_1 ein Luftkondensator und somit $\delta_1 = 0$ war, so kann man aus Gleichung (7b) die Größe des Fehlers $\varphi_2 - \varphi_1$ bestimmen, der sich bei der Berechnung des Verlustwinkels δ_2' aus der einfachen Formel (3) ergeben würde. Die erhaltenen Werte finden sich (im Bogenmaß) gleichfalls in der vorstehenden Tabelle eingetragen; dieses Korrektionsglied ist also hier fast dreimal größer als der zu messende Verlustwinkel δ_2'; im Winkelmaß wird:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = -6'\ 8''.$$

Die Substitutionsmethode ist gelegentlich auch so vorgeschlagen worden, daß man den Kondensator C_2' durch einen annähernd ebenso großen, nicht veränderbaren und verlustfreien Kondensator C_2'' ersetzt und dann bei der zweiten Abgleichung das Verhältnis $\frac{w_1}{w_2}$ dementsprechend etwas ändert. Es wird angenommen, daß eine solche geringfügige Änderung den Phasenfehler $\varphi_2 - \varphi_1$ nicht merklich beeinflußt; unter dieser Voraussetzung wäre δ_2' genau wie vorher zu berechnen. Diese Voraussetzung trifft aber — wenigstens bei Rheostaten mit Einzelspulen in der Dekadenschaltung — nicht zu, wie der folgende Versuch beweist. Es wurde, bei sonst unveränderter Anordnung, nach Ersatz des Kondensators C_2' durch den ihm gleichen Kondensator C_2'' dieser ein wenig verstellt. Dann ergab sich:

$$w_2 = 1000 \text{ Ohm},$$
$$w_1 = 482,88 \text{ Ohm}.$$

Der Unterschied zwischen C_2' und C_2'' beträgt also nur 4 auf 10000, wie der Vergleich mit der vorhergehenden Einstellung von w_1 sofort ergibt.

Die nunmehr erhaltenen Werte $R_2''*$ (vgl. die vorstehende Tabelle) sind um rund 0,2 Ohm niedriger als vorher; der Verlustwinkel δ_2' würde bei Benutzung dieser Werte um

$$0,2 \cdot 10^{-4} = 4'' \quad \text{(also um 3 Proz.)}$$

zu klein berechnet werden, da der Phasenfehler $\varphi_2 - \varphi_1$ bei der Verstellung des Rheostaten w_1 um ebensoviel gewachsen ist. (Die 1-Ohmspulen haben verhältnismäßig viel Selbstinduktion.)

2. Beispiel.

C_2' ein Glimmerkondensator vom Nennwert 0,0025 Mikrofarad;

C_1 wie im vorigen Beispiel 0,020455 Mikrofarad;

$$w_1 = 1000 \text{ Ohm},$$
$$w_2 = 8122,2 \text{ Ohm},$$
$$\omega = 10000;$$

Nr.	R_1	R_2'	R_2''	$R_2''-R_2'$	$\varphi_2 - \varphi_1$
a	3,00	11,5	48,0	36,5	$5,86 \cdot 10^{-4}$
b	4.00	18,0	56,0	38,0	$5,82 \cdot 10^{-4}$
c	5,00	27,0	63,0	36,0	$5,52 \cdot 10^{-4}$
d	8,00	51,0	88,0	37,0	$5,64 \cdot 10^{-4}$
				Mittel: 36,9	$5,71 \cdot 10^{-4}$

Daraus ergibt sich:

$C_2' = 0,002\,509$ Mikrofarad,

$\delta_2' = 36,9 \cdot 10000 \cdot 2,509 \cdot 10^{-9} = 9,26 \cdot 10^{-4}$.

$$\underline{\delta_2' = 3'\,10,9''.}$$

$$\underline{\varphi_2 - \varphi_1 = 1'\,57,7''.}$$

B. Die Methode der unmittelbaren Messung des Phasenfehlers $\varphi_2 - \varphi_1$

Der Substitutionsmethode haftet der praktische Nachteil an, daß man zu jeder Messung mit Hilfe der vorhandenen festen und veränderbaren Luftkondensatoren eine der zu messenden Kapazität C_2' gleiche Kapazität C_2'' zusammenbauen muß; das hat bei größeren Kapazitätswerten C_2' seine Schwierigkeit, da Luftkondensatoren über 0,05 Mikrofarad unförmig groß und teuer werden. Diese Schwierigkeit läßt sich durch das folgende, nach unserem Wissen neue Meßverfahren umgehen. Man gleicht zunächst wie früher die Brücke mit dem zu untersuchenden Kondensator C_2' gegen einen passenden Luftkondensator C_1' ab. Dabei mögen sich die Widerstände w_1, w_2, R_1', R_2' ergeben; es gilt dann:

$$\delta_2' = R_1'\omega C_1' - R_2'\omega C_2' + \varphi_2 - \varphi_1. \quad (8\text{a})$$

Dann ersetzt man die C_1' und C_2' durch (im allgemeinen kleinere) Luftkapazitäten C_1'' und C_2'', von denen eine, z. B. C_2'', veränderbar sein muß. Die Brücke wird dann mit den vorher eingestellten Widerständen w_1 und w_2 durch Veränderung von R_1, R_2 und C_2'' wieder abgeglichen. Nunmehr gilt, da auch $\delta_2 = 0$ ist:

$$0 = R_1''\omega C_1'' - R_2''\omega C_2'' + \varphi_2 - \varphi_1. \quad (8\text{b})$$

Hieraus kann die Differenz $\varphi_2 - \varphi_1$ berechnet werden.

3. Beispiel.

a) $C_2' = 0,01387$ Mikrofarad ist ein Luftkondensator älterer Bauart mit nicht vollkommener Isolation, dessen Platten durch kleine röhrenförmige Zwischenstücke aus Hartgummi voneinander isoliert sind; sein Verlustwinkel soll bestimmt werden.

$C_1' = 0,052\,101$ Mikrofarad ist ein moderner Luftkondensator mit unmerklich kleinem Verlustwinkel. Man erhielt bei $\omega = 7000$:

$w_2 = 1000$ Ohm,
$w_1 = 266,23$ Ohm,
$C_2' = 0,013\,871$ Mikrofarad,
$R_2' = 0$ und $R_1' = 4,02$ Ohm; somit
$\delta_2' = 14,66 \cdot 10^{-4} + \varphi_2 - \varphi_1$.

Zur Bestimmung des Phasenfehlers $\varphi_2 - \varphi_1$ wurde C_1' ersetzt durch einen Luftkondensator $C_1'' = 0,010\,470$ Mikrofarad. C_2' wurde durch einen veränderbaren guten Luftkondensator ersetzt. Die Abgleichung ergab:

$w_2 = 1000$ Ohm,
$w_1 = 266,23$ Ohm,
$R_2'' = 0$,
$R_1'' = 17,8$ Ohm.

Daraus folgt mit Hilfe von Gleichung (8b):

$$\varphi_2 - \varphi_1 = -R_1''\omega C_1'' = -13,04 \cdot 10^{-4};$$

also

$$\underline{\delta_2' = (14,66 - 13,04) \cdot 10^{-4} = 1,62 \cdot 10^{-4} = 33,4''.}$$

b) Derselbe ältere Luftkondensator wie im vorhergehenden Beispiele wurde bei $\omega = 7000$ mit einem anderen verlustfreien Luftkondensator $C_1' = 0,082\,936$ Mikrofarad verglichen.

Es ergab sich:

$w_2 = 1000$ Ohm,
$w_1 = 167,27$ Ohm,
$C_2' = 0,013\,873$ Mikrofarad,
$R_1' = 2,26$ Ohm,
$R_2' = 0$;

daraus:

$$\delta_2' = 13,12 \cdot 10^{-4} + \varphi_2 - \varphi_1.$$

Die zweite Abgleichung mit denselben Widerständen w_1 und w_2, einem festen, verlustfreien Luftkondensator $C_1'' = 0,010\,470$ Mikrofarad und einem veränderbaren verlustfreien Kondensator lieferte

$R_1'' = 15,6$ Ohm,
$R_2'' = 0$;

hieraus:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = -11,43 \cdot 10^{-4};$$
$$\underline{\delta_2' = 1,69 \cdot 10^{-4} = 34,8''.}$$

c) Eine dritte Messungsreihe für denselben Kondensator wird durch die folgenden Zahlen dargestellt:

$C_1' = 0,030\,914$ Mikrofarad, $\delta_1' = 0$;
$w_1 = 448,72$ Ohm,
$w_2 = 1000$ Ohm,
$\omega = 7000$;

daraus:

$\underline{C_2' = 0,013\,872 \text{ Mikrofarad},}$

$R_1' = 6,37$ Ohm; $R_2' = 0$,
$\underline{R_1'' = 16,5 \text{ Ohm}; R_2'' = 0,}$

$$\delta_2' = 13,77 \cdot 10^{-4} + \varphi_2 - \varphi_1$$
$$\varphi_2 - \varphi_1 = -12,09 \cdot 10^{-4};$$
$$\underline{\delta_2' = 1,68 \cdot 10^{-4} = 34,6''.}$$

Wie man sieht, stimmen die Ergebnisse der drei voneinander unabhängigen Messungen a), b), c) sowohl hinsichtlich der Kapazität C_2' als auch des Verlustwinkels δ_2' gut miteinander überein. Das ist beim Verlustwinkel um so bemerkenswerter, als dieser hier wegen des großen Phasenfehlers $\varphi_2 - \varphi_1$ der Widerstände als Differenz zweier 7- bis 9fach größeren Meßwerte erhalten wird; die Unsicherheit der Ka-

pazität C_2' um $\pm 0{,}0001$ ihres Wertes erklärt sich zur Genüge aus dem Umstande, daß dieser ältere Luftkondensator noch nicht mit einer leitenden Hülle umgeben ist.

4. Beispiel.

Dieses Beispiel mag eine geringfügige Abänderung des bei der vorhergehenden Messung angewandten Verfahrens veranschaulichen.

a) $C_1' = 0{,}020455$ Mikrofarad, ein Luftkondensator;

C_2' = der im ersten Beispiel aufgeführte Glimmerkondensator vom Nennwert 0,01 Mikrofarad;

$$t = 18{,}8^0\ \mathrm{C},\ \omega = 10000;$$
$$w_2 = 1000\ \mathrm{Ohm},$$
$$w_1 = 483{,}00\ \mathrm{Ohm},$$

hieraus:

$$C_2' = 0{,}0098798\ \text{Mikrofarad}.$$

Es wurden drei verschiedene Brückenabgleichungen vorgenommen, deren Ergebnisse die folgende Tabelle zeigt:

Nr.	R_1'	R_2'	$R_1'\omega C_1' - R_2'\omega C_2'$
a	13,00	1,85	$24{,}77 \cdot 10^{-4}$
b	15,00	5,90	$24{,}85 \cdot 10^{-4}$
c	20,00	16,25	$24{,}84 \cdot 10^{-4}$
			Mittel: $24{,}82 \cdot 10^{-4}$

Die Gleichung

$$\delta_2' = R_1'\omega C_1' - R_2'\omega C_2' + \varphi_2 - \varphi_1$$

lautet daher hier:

$$\delta_2' = 24{,}82 \cdot 10^{-4} + \varphi_2 - \varphi_1, \qquad (9\mathrm{a})$$

b) Dann wurde der Glimmerkondensator C_2' an die Stelle von C_1' gesetzt; an Stelle des Glimmerkondensators wurde ein veränderbarer Luftkondensator C_3 eingeschaltet. Die Widerstände w_1 und w_2 blieben unverändert, die Brücke wurde nunmehr durch Ändern der Kapazität C_3 und der beiden Rheostaten R_1 und R_2 abgeglichen. Die Gleichung (7a), S. 371 lautet hier, wenn man

C_1 durch C_2', δ_1 durch δ_2', R_1 durch R_2'
C_2' „ C_3, δ_2' „ 0, R_2' „ R_3

ersetzt:

$$-\delta_2' = R_2'\omega C_2' - R_3\omega C_3 + \varphi_2 - \varphi_1.$$

Hierin ist $C_3 = \frac{w_1}{w_2} \cdot C_2' = 0{,}00477$ Mikrofarad.

Es ergaben sich folgende Werte:

Nr.	R_2'	R_3	$R_2'\omega C_2' - R_3\omega C_3$
a	13,00	3,4	$11{,}22 \cdot 10^{-4}$
b	15,00	8,1	$10{,}97 \cdot 10^{-4}$
c	20,00	18,45	$10{,}96 \cdot 10^{-4}$
			Mittel: $11{,}05 \cdot 10^{-4}$

Hiermit:

$$-\delta_2 = 11{,}05 \cdot 10^{-4} + \varphi_2 - \varphi_1. \qquad (9\mathrm{b})$$

Aus Gleichung (9a) und (9b) folgt:

$$\delta_2' = 6{,}89 \cdot 10^{-4} = 2'\,22{,}1'';$$
$$\varphi_2 - \varphi_1 = -17{,}94 \cdot 10^{-4} = -6'\,10''.$$

Der Vergleich mit den Ergebnissen des ersten Meßbeispieles lehrt, daß beide Meßverfahren *A* und *B* gleich zuverlässig sind. Dies wurde durch weitere Messungen unter verschiedenen Bedingungen geprüft und bestätigt gefunden.

5. Beispiel.

a) Es war C_2' ein 50 m langes Stück Guttaperchakabel;

$C_1' = 0{,}010470$ Mikrofarad ein Luftkondensator;

$$\omega = 10000,$$
$$t = 17{,}25^0\ \mathrm{C},$$
$$w_1 = 1000\ \mathrm{Ohm},\quad R_1' = 42{,}5\ \mathrm{Ohm},$$
$$w_2 = 1236{,}44\ \mathrm{Ohm},\quad R_2' = 0.$$

Daraus: $C_2' = 0{,}008470$ Mikrofarad.

Die Gleichung (8a) ergibt:

$$\delta_2' = 44{,}45 \cdot 10^{-4} + \varphi_2 - \varphi_1.$$

Zur Bestimmung von $\varphi_2 - \varphi_1$ wurde an Stelle von C_1' ein Luftkondensator $C_1'' = 0{,}0051763$ Mikrofarad, an Stelle des Kabelstückes ein veränderbarer Luftkondensator C_2'' eingeschaltet und dann von neuem abgeglichen. Dabei wurde erhalten:

$$C_2'' = 0{,}004185\ \text{Mikrofarad},$$
$$R_1'' = 0,$$
$$R_2'' = 10\ \mathrm{Ohm};$$

hieraus folgt:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = 4{,}19 \cdot 10^{-4} = 1'\,26{,}4'';$$
$$\delta_2' = 48{,}64 \cdot 10^{-4} = 16'\,42''.$$

b) Eine zweite, hiervon unabhängige Messung wurde mit der Widerstandseinstellung

$$w_1 = 808{,}74\ \mathrm{Ohm},\quad R_1' = 64{,}0\ \mathrm{Ohm},$$
$$w_2 = 1000\ \mathrm{Ohm},\quad R_2' = 0$$

erzielt. Daraus:

$$\delta_2' = 67{,}00 \cdot 10^{-4} + \varphi_2 - \varphi_1.$$

Nach Ersatz der Kondensatoren wie vorher unter a) ergab sich:

Nr.	R_1''	R_2''	$R_2''\omega C_2'' - R_1''\omega C_1''$
a	43,5	10	$-18{,}31 \cdot 10^{-4}$
b	39,4	5	$-18{,}31 \cdot 10^{-4}$
c	37,1	2	$-18{,}36 \cdot 10^{-4}$
			Mittel: $-18{,}33 \cdot 10^{-4}$

$$\varphi_2 - \varphi_1 = -18{,}33 \cdot 10^{-4} = -6'\,20'';$$
$$\delta_2' = 48{,}67 \cdot 10^{-4} = 16'\,42{,}6''.$$

Die Übereinstimmung ist auch hier sehr gut.

C. Messung der absoluten Größe der Phasenwinkel φ.

Bei der Messung des Verlustwinkels gehen die Phasenfehler der Widerstände w_1 und w_2 nur als Differenz $\varphi_2 - \varphi_1$ ein; diese Differenz

ist, wie gezeigt, leicht zu messen. In der Kapazitätsformel Gleichung (6) treten sie jedoch in vollem Betrage auf, da die Größen $\omega R_1 C_1$ und $\omega R_2 C_2$ im allgemeinen verschieden groß sind; man wird sogar meistens einen der Widerstände R_1 oder R_2 gleich null nehmen. Nun sind ja, wie auch die mitgeteilten Beispiele lehren, die Größen ωRC meistens klein; die Korrektionsglieder in Gleichung (6) werden dann klein von der zweiten Ordnung und sind zu vernachlässigen. Immerhin erschien es wünschenswert, besonders mit Rücksicht auf sehr genaue Messungen, ihren Einfluß abschätzen zu können. Dazu ist die Kenntnis der φ_1 und φ_2 selbst erforderlich.

Die Messung dieser Größen, z. B. von φ_1, wäre nach der Methode B sofort ausführbar, wenn man für w_2 einen wirklich induktions- und kapazitätsfreien Widerstand einschalten könnte. Widerstände, die dieser Bedingung mit der hier verlangten Genauigkeit genügen, gibt es bis jetzt nicht. Daher ist die Messung auf dem folgenden Umwege ausgeführt worden[1]).

Es wurden Widerstände aus Plätte von verschiedener Stärke, aber gleicher Breite derart hergestellt, daß das Widerstandsband über einen 27 cm langen, 0,1 mm starken Glimmerstreifen möglichst bifilar geführt wurde (Fig. 3). Auf

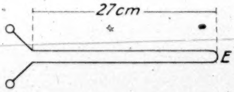


Fig. 3.

diese Weise wurde ein Satz von Widerständen verschiedener Größe, aber möglichst gleichen Abmessungen hergestellt. Nennt man L die Selbstinduktivität der so gebildeten Schleife, K die Kapazität des Kondensators, der entsteht, wenn man die Schleife bei E aufschneidet, W den Widerstand der Schleife, so ist bekanntlich die resultierende Selbstinduktivität der Schleife

$$\Lambda = L - \frac{1}{3} K W^2.$$

Eine überschlägige Berechnung der Größen L und K aus den Abmessungen des Apparates ergab, daß L zu vernachlässigen ist, und daß somit

$$\Lambda = -\frac{1}{3} K W^2$$

ist. Daraus folgt, daß der Phasenfehler dieser Widerstände

$$\varphi = \frac{\Lambda \omega}{W} = -\frac{K W \omega}{3} \qquad (10)$$

1) Einen andern Weg haben Grover und Curtis (Bull. of the Bur. of Stand. 8, Nr. 3, 1911) eingeschlagen.

unter sonst gleichen Umständen dem Widerstand W proportional ist.

Nun wurden mit $\omega = 10000$ folgende Brückenabgleichungen gemacht:

a) w_1 eine 1000-Ohmspule,
$w_2 = W'$ ein Plättewiderstand von 154,97 Ohm,
C_2 ein Luftkondensator von 0,02052 Mikrofarad,
C_1 ein veränderbarer Luftkondensator.

Es ergab sich:

$$C_1 = 0{,}00318 \text{ Mikrofarad.}$$

R_1	R_2	$\varphi_1 - \varphi_2' = R_1 \omega C_1 - R_2 \omega C_2$
0	4,4	$-9{,}02 \cdot 10^{-4}$
10	6,0	$-9{,}12 \cdot 10^{-4}$
20	7,6	$-9{,}23 \cdot 10^{-4}$
30	9,1	$-9{,}12 \cdot 10^{-4}$
		Mittel: $-9{,}12 \cdot 10^{-4}$

also

$$\varphi_1 - \varphi_2' = -9{,}12 \cdot 10^{-4} = -188''.$$

b) Dieselbe Messung wurde nach Ersatz des Plättewiderstandes W' durch einen Plättewiderstand $W'' = 255{,}58$ Ohm ausgeführt; es ergab sich:

$$\varphi_1 - \varphi_2'' = -8{,}81 \cdot 10^{-4} = -181{,}5''.$$

c) Eine dritte Messung mit einem Plättewiderstand $W''' = 359{,}68$ Ohm lieferte

$$\varphi_1 - \varphi_2''' = -8{,}64 \cdot 10^{-4} = -178''.$$

Trägt man nun die $\varphi_1 - \varphi_2$ über den zugehörigen Abszissen W auf, so liegen diese Punkte leidlich auf einer geraden Linie, der Beziehung (10) entsprechend. Mit $W = 0$ ergibt diese Gerade den Wert

$$\varphi_1 = -9{,}44 \cdot 10^{-4} = -195''.$$

Hieraus kann man nun die φ_2 und nach Gleichung (10) die Kapazität K berechnen. Es ergibt sich:

$\varphi_2' = 0{,}32 \cdot 10^{-4}$; $K = 6{,}2 \cdot 10^{-11}$ Farad;
$\varphi_2'' = 0{,}63 \cdot 10^{-4}$; $K = 7{,}4 \cdot 10^{-11}$ „ ;
$\varphi_2''' = 0{,}80 \cdot 10^{-4}$; $K = 6{,}7 \cdot 10^{-11}$ „ ;

Mittel: $K = 6{,}8 \cdot 10^{-11}$ Farad.

Der Wert $6{,}8 \cdot 10^{-11}$ Farad liegt in der Größenordnung des aus den Abmessungen berechneten Wertes von rund $4 \cdot 10^{-11}$ Farad, der ja wegen der Kleinheit der wichtigeren Abmessungen und der Unsicherheit der Dielektrizitätskonstante des Glimmers nur sehr roh bestimmt werden kann.

Der Phasenfehler der 1000-Ohmspule ergibt im allgemeinen wegen seiner Kleinheit kein merkliches Korrektionsglied in der Kapazitätsformel (6); selbst bei genauen Messungen kann die einfache Formel (2) vielfach unbedenklich angewandt werden.

Auf demselben Wege wurde der Phasenfehler

einer 10000-Ohmspule[1]) bestimmt. Er hatte den stattlichen Betrag

$$-\varphi_1 = 175 \cdot 10^{-4} = \sim 1^0.$$

In der Tat wurde beim Vergleich größerer Kondensatoren ($C_1 = 0{,}05$, $C_2 = 0{,}02$ Mikrofarad) unter Verwendung dieser Spule die Kapazität um mehrere Zehntausendstel falsch erhalten, wenn man die Ergebnisse mit der einfachen Formel (2) auswertete.

Anderseits lehrt aber dieser außergewöhnliche Fall, daß man bei technischen Messungen, wo eine Genauigkeit von 0,1 Proz. ausreicht, stets mit der einfachen Formel (2) rechnen kann. Dagegen müssen die Phasenfehler der Widerstände bei der Messung des Verlustwinkels auch bei technischen Messungen fast immer berücksichtigt werden.

Zur Ausführung der mitgeteilten Messungen hat das Telegraphen-Versuchsamt bei der Firma Reichardt & Co. (Berlin N.) eine Anzahl Luftkondensatoren, im wesentlichen nach den Zeichnungen der Phys.-Techn. Reichsanstalt[2]), erbauen lassen, die zur Herstellung verlustfreier Kapazitätswerte bis zu 0,1 Mikrofarad dienen; als veränderbare verlustfreie Luftkapazität dient ein Drehkondensator nach eigener Konstruktion.

1) Mit Chaperonwicklung.

2) Giebe, Zeitschr. f. Instrumentenkunde 1909, Heft 9.

(Eingegangen 22. März 1912.)

Über die spezifische Wärme der Metalle bei hohen Temperaturen. (Sul calore specifico dei metalli a temperature elevate.)

Von O. M. Corbino.

1. In zwei früheren Arbeiten[1]) habe ich Gelegenheit gehabt, über einige Eigenschaften sehr dünner, von veränderlichen elektrischen Strömen durchflossener Drähte zu berichten. Dabei habe ich unter anderem nachgewiesen, daß den periodischen Schwankungen der im Drahte verbrauchten elektrischen Energie periodische Änderungen seiner Temperatur und somit seines Widerstandes entsprechen, die mit einer Phasenverschiebung gegen die Energie verlaufen. Die Phasenverzögerung und die größte Amplitude hängen von einigen für den Draht charakteristischen Wärmekonstanten in einer Weise ab, welche die Theorie genau voraussagt.

Die periodischen Widerstandsänderungen, deren Frequenz doppelt so groß ist wie die der EMK., erzeugen in dem den Draht durchfließenden Strom eine dritte Partialschwingung, und die Theorie sagt deren Amplitude und Phase als Funktion dieser Konstanten des Metalls voraus. Der Versuch wurde mit einer besonderen sehr empfindlichen Anordnung ausgeführt, die sich für die Untersuchung der eingeführten dritten Partialschwingung mittels der Braunschen Röhre eignet, und lieferte das vorausgesehene Ergebnis. Aus den erhaltenen Photogrammen der Lissajousschen Kurven konnte dann der Wert für $\frac{c}{a}$ abgeleitet werden, das heißt für das Verhältnis zwischen der Wärmekapazität und dem thermischen Koeffizienten der Widerstandsänderung des Drahtes innerhalb der Grenzen, zwischen denen die Temperatur sich änderte.

Die Erfahrung hatte mir bereits die Bestätigung einer anderen Voraussagung der Theorie erbracht, nämlich der Voraussagung, daß der Faden einen teilweise gleichrichtenden Einfluß auf den Wechselstrom ausübt und daher zur Erzeugung einer Gleichstromkomponente führt, wenn die wirkende EMK. nicht rein sinusförmig ist, sondern die zweite Partialschwingung enthält.

Die natürliche Folge aller dieser Untersuchungen mußte das systematische Studium der Werte von $\frac{c}{a}$ für verschiedene Drähte und bei allen möglichen Temperaturen sein. Dieses Verhältnis stellt, wie ich damals bemerken konnte, eine ganz bestimmte physikalische Konstante des Körpers dar, die von der so schwer zu erlangenden Kenntnis seiner wahren Temperatur unabhängig ist, und zwar drückt es das Verhältnis zwischen der von dem Drahte bei seiner Erwärmung absorbierten Wärmemenge und der zugehörigen relativen Widerstandsänderung aus. So erhielt ich damals das Ergebnis, daß bei der Betriebstemperatur der Osramlampe ungefähr 0,1 kleine Kalorien erforderlich sind, um jedes Gramm ihrer Masse so weit zu erwärmen, daß ihr Widerstand um ein Tausendstel verändert wird. Ein derartiges zahlenmäßiges Ergebnis bleibt durchaus unkontrollierbar mangels anderer Methoden, welche gestatten, irgendwelche Angaben über die Wärmekapazität des Drahtes bei diesen hohen Temperaturen zu erhalten. Aber das erhöht das Interesse daran, die Untersuchungen, die geeignet sind, uns auf anderen Wegen unzugängliche Ergebnisse zu liefern, weiter auszudehnen. Leider erfordert die Untersuchung mit der Braunschen Röhre beim Arbeiten auf hoher Temperatur eine erhebliche Anzahl Lampen; erniedrigt man die

1) O. M. Corbino, diese Zeitschr. **11**, 413, 1910; **12**, 292, 1911.

Arbeitstemperatur, so wird wieder die Amplitude der dritten Partialschwingung zu klein, um gemessen werden zu können. Überdies muß der Faden äußerst dünn sein, wenn man die Frequenz des Wechselstroms nicht passend herabsetzen kann.

2. Nach einer Reihe von Versuchen, die sich in verschiedenen Richtungen bewegten, bin ich bei einer neuen Methode stehen geblieben, zu deren Beschreibung ich nunmehr übergehen will. Diese Methode scheint mir die geeignetste für eine systematische Untersuchung zu sein, denn sie ist von fast unbegrenzter Empfindlichkeit und bequem und sicher zu handhaben, da sie nur eine einzige mit dem zu untersuchenden Drahte ausgestattete Lampe und eine Wheatstonesche Brückenschaltung verlangt.

Auf diese Weise betrachtet man die Wärmevorgänge, die in dem Faden verlaufen, wenn dieser außer einem Ballastwiderstand R in einen Stromkreis eingeschaltet ist, in dem die EMK. e wirksam ist, und wenn man dann eine kleine und plötzliche Verminderung $-\Delta R$ des Widerstandes R bewerkstelligt.

Die Temperatur des Fadens geht von T_0 auf $T_0 + \Theta$ über; aber der Übergang ist wegen seiner Wärmeträgheit kein plötzlicher.

Bezeichnen wir mit ϑ den zur Zeit t erreichten Überschuß über die Anfangstemperatur T_0, mit c die Wärmekapazität (in mechanischen Einheiten), mit a den Koeffizienten der Änderung des Widerstandes r_0 mit der Temperatur zwischen den Grenzen T_0 und $T_0 + \Theta$ und bezogen auf r_0, und drücken wir endlich durch $f(T)$ die in der Zeiteinheit bei der tatsächlichen Temperatur $T = T_0 + \vartheta$ ausgesandte Energiemenge aus, so erhalten wir:

$$f(T_0) = \frac{e^2}{(R + r_0)^2} r_0 = W, \qquad (1)$$

$$c \frac{d\vartheta}{dt} + f(T_0 + \vartheta) = \frac{e^2 r_0 (1 + a\vartheta)}{[R - \Delta R + r_0(1 + a\vartheta)]^2}. \qquad (2)$$

Man beachte, daß, wie gesagt, a den Koeffizienten der Änderung bezogen auf r_0 bei T_0 bedeutet und nicht bei der hundertteiligen Temperatur. Der Koeffizient a, den ich bereits in den beiden genannten Arbeiten angewandt habe, ist daher identisch mit dem wahren Wärmekoeffizienten, den Pirani[1]) kürzlich untersucht hat.

Die Zahl $a\vartheta$ stellt somit die Änderung des Widerstandes r_0 zur Zeit t dar. Sie wird sehr klein sein, wenn man ΔR als klein voraussetzt. Wir wollen daher die Glieder zweiten Grades für $\frac{\Delta R}{R + r_0}$ und für $a\vartheta$ als zu vernachlässigend behandeln. Dann werden wir schreiben können:

$$c \frac{d\vartheta}{dt} + f(T_0 + \vartheta) =$$
$$= \frac{e^2}{(R + r_0)^2}\left[1 + 2\,\frac{\Delta R - r_0 a\vartheta}{R + r_0} + a\vartheta\right].$$

Wir wollen $f(T_0 + \vartheta)$ in einer Taylorschen Reihe entwickeln und diese beim zweiten Gliede abbrechen; dabei wollen wir uns Gleichung (1) gegenwärtig halten, in welcher W die bei den Anfangsbedingungen verbrauchte Energie bezeichnet. Dann haben wir:

$$c \frac{d\vartheta}{dt} + \vartheta f'(T_0) =$$
$$= W\left(1 - 2\,\frac{r_0}{R + r_0}\right) a\vartheta + 2W \frac{\Delta R}{R + r_0},$$

oder, wenn wir

$$P = W \frac{r_0 - R}{r_0 + R} + \frac{1}{a} f'(T_0) \qquad (3)$$

setzen, werden wir auch schreiben können:

$$\frac{c}{a} \frac{d\vartheta}{dt} + P\vartheta = 2\,\frac{W}{a}\,\frac{\Delta R}{r_0 + R}.$$

Diese Beziehung sagt uns, daß die Temperatur im Drahte von T_0 an nach demselben Gesetze steigt, nach dem die Stromstärke in der veränderlichen Periode in einem induktiven Stromkreise vom Widerstande P und der Selbstinduktion $\frac{c}{a}$ zunimmt.

Nennen wir daher die gesamte Temperatursteigerung über die Anfangstemperatur T_0 hinaus Θ, so erhalten wir:

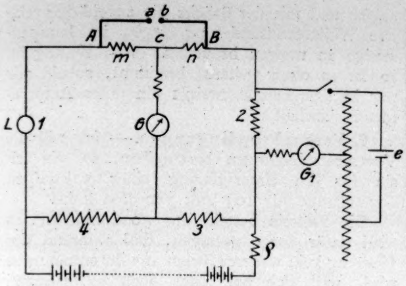
$$\vartheta = \Theta\left(1 - e^{-\frac{P}{c/a} t}\right). \qquad (4)$$

Es bleibt also auch in diesem Falle die Analogie zwischen den Änderungen der Temperatur des Drahtes und der Stromstärke in induktiven Kreisen gewahrt, die ich in meinen früheren Mitteilungen für den Fall der alternierenden elektromotorischen Kräfte dargetan habe.

3. Wir wollen nunmehr annehmen, daß der Draht einen der Zweige einer Wheatstoneschen Brückenschaltung bilde, und daß in einem bestimmten Augenblicke, wenn die Brücke im Gleichgewicht ist, zwischen den Punkten a und b Kurzschluß hergestellt, somit die Widerstände m und n aus der Brücke ausgeschaltet werden (siehe Figur).

Dann wird sich der kombinierte Widerstand der Zweige 1 und 2 und daher die Temperatur und der Widerstand im Drahte L verändern, da dieser von einem etwas stärkeren Strome durchflossen wird. Durch passende Wahl der rechts und links von c ausgeschalteten Widerstände m und n läßt sich aber leicht erreichen, daß trotz des veränderten Widerstandes von L

1) M. v. Pirani, Ber. d. D. Phys. Ges. 13, 929, 1911.



schließlich doch noch Gleichgewicht in der Brücke herrscht, weil auch die Gesamtwiderstände der Zweige 1 und 2 verändert werden. Es seien diese Bedingungen doppelten permanenten Gleichgewichts in der Brücke verwirklicht, also einerlei, ob der Kurzschluß *ab* geschlossen oder offen ist. Durch Kurzschluß von *ab* ändert sich plötzlich der Ballastwiderstand des Kreises, in dem die Lampe liegt, und gleichzeitig ändern sich die Widerstände 1 und 2 der Brücke. Da aber der Faden nicht augenblicklich die neue Temperatur annimmt, durch die das Gleichgewicht reguliert wird, so wird während der ganzen kurzen Zeit, die er braucht, um diese Temperatur zu erreichen, das Galvanometer von einem veränderlichen Strome durchflossen werden, der dem System einen zeitweisen Stoß erteilen wird, als ob einer der Zweige mit starker Selbstinduktion ausgestattet wäre.

Man kann leicht die Elektrizitätsmenge berechnen, welche in dieser dem neuen Gleichgewichtszustande voraufgehenden Periode durch das Galvanometer fließt. Es sei i_g die Stromstärke des konstanten Stromes, welche das Galvanometer bei einer gegebenen Änderung Δr des Widerstandes im Brückenzweige 1 bei geschlossenem Schlüssel *ab* durchfließen würde, und wir setzen

$$i_g = k\Delta r.$$

Die Widerstandsänderung Δr im Zweige 1 gegenüber dem Endzustande, durch den beim Schließen von *ab* das Gleichgewicht hergestellt wird, ist durch

$$\Delta r = r_0 a(\vartheta - \Theta)$$

gegeben, wo ϑ durch Gleichung (4) ausgedrückt wird.

Wir werden also im Galvanometer die veränderliche Stromstärke

$$i_g = k r_0 a \Theta e^{-\frac{P}{c/a}t}$$

haben, und mithin wird das Galvanometer während der ganzen variablen Periode von der Elektrizitätsmenge

$$q = \int_0^\infty i_g\,dt = k r_0 a \Theta \frac{c/a}{P}$$

durchflossen werden.

Wir bezeichnen mit I den dauernden Strom, der im Galvanometer bei der endgültigen Widerstandsänderung $r_0 a \Theta$ fließen würde, die wir im Faden erhalten würden, wenn sie nicht mit Hilfe der Widerstände m und n links und rechts von C kompensiert werden würde. Dann wird

$$I = k r_0 a \Theta$$

sein, und mithin

$$q = I\frac{c/a}{P};$$

daraus ergibt sich

$$\frac{c}{a} = P\frac{q}{I}.$$

Die Messung der Elemente P, q und I wird uns also auf die einfachste Weise den gesuchten Wert von $\frac{c}{a}$ geben, den wir somit bei einer beliebigen Temperatur T_0 erhalten können. Wir bemerken schließlich, daß man an Stelle des vollkommenen Kurzschlusses, durch den die Widerstände m und n ausgeschaltet werden, mittels des Schlüssels *ab* einen Nebenschluß abzweigen kann, dessen Widerstand nicht null ist. Durch Veränderung des Widerstandes in diesem Nebenschlusse wird man dann verschiedene, stets kleine, Änderungen der durch die Lampe fließenden Stromstärke und somit verschiedene endgültige Änderungen Θ ihrer Temperatur T_0 hervorbringen können.

4. Messung von q und I. — Man kann das einzige in die Brücke gelegte Galvanometer, sofern dieses nur bei den tatsächlich herrschenden Dämpfungsverhältnissen geeicht ist, für die Stromstärken und für die Elektrizitätsmengen benutzen. Dann bietet die Messung von q keinerlei Schwierigkeiten, denn man braucht nur die Widerstände m und n so zu regulieren, daß man beim Öffnen oder Schließen des Schlüssels *ab* einen plötzlichen Ausschlag im Galvanometer erhält, das Galvanometer aber sofort wieder in die Nullstellung zurückkehrt.

Zur Messung der permanenten Stromstärke I, die man bei derselben nicht kompensierten Änderung $r_0 a \Theta$ des Widerstandes im Zweige 1 im Galvanometer erhalten würde, bin ich folgendermaßen zu Werke gegangen: Durch eine mit dem kleinen Widerstande 2 der Brücke verbundene Potentiometeranordnung glich ich die Spannung an den Enden von 2 mit Hilfe einer Spannung aus, die ich von einem Stromkreise abzweigte, der seinerseits von dem Strome eines Sammlerpaares e durchflossen wurde.

Das Galvanometer G_1 diente zur Feststellung der Kompensation. Nach dem Schließen des Tasters ab nahm die Stromstärke im Zweige 2 etwas zu, und das Galvanometer G_1 schlug stark aus. Dann wurde ein wachsender Widerstand ϱ in den Hauptkreis eingeschaltet und so reguliert, daß das Galvanometer G_1 der Kompensationsanordnung auf Null zurückging. Auf diese Weise wurde durch Ausschalten des Widerstandes ϱ bei geschlossenem Schalter ab oder durch Schließen des Schalters ab bei ausgeschaltetem Widerstande ϱ identisch dieselbe Änderung der Stromstärke in der Lampe hervorgerufen. Während aber die erstere Operation das Gleichgewicht in der Brücke dauernd störte, störte die zweite es nur in den ersten Augenblicken nach dem Schließen des Schalters ab. Der erste, dauernde Ausschlag ergab die Stromstärke I, die in der Formel auftritt, der zweite, stoßweise, dagegen die Elektrizitätsmenge q.

5. Messung von P. — Es erübrigt noch, P zu messen, um die gesuchte Größe zu erhalten.

Wir erhalten zunächst aus Gleichung (3)

$$P = W\frac{r_0-R}{r_0+R} + \frac{1}{a}\left(\frac{dW}{dT}\right)_{T_0} = W\frac{r_0-R}{r_0+R} + r_0\frac{dW}{dr_0},$$

da

$$a = \frac{1}{r_0}\frac{dr_0}{dT}$$

ist.

Wir wollen annehmen, daß einer Änderung Δi der Stromstärke in der Lampe die dauernde Änderung Δr_0 ihres Widerstandes entspreche. Unter den Bedingungen des ersten Zustandes des Fadens wird

$$W = i^2 r_0$$

sein und unter den späteren:

$$W + \Delta W = (i+\Delta i)^2 (r_0 + \Delta r_0).$$

Wir erhalten somit

$$r_0\frac{\Delta W}{\Delta r_0} = W\left(1 + 2\,\frac{\Delta i/i}{\Delta r_0/r_0}\right)$$

und folglich:

$$P = 2W\left[\frac{r_0}{r_0+R} + \frac{\Delta i/i}{\Delta r_0/r_0}\right].$$

Man erkennt nun sogleich, daß uns die angewandte Versuchsanordnung alsbald sämtliche Elemente liefert, deren wir zur Messung von P bedürfen, und zwar vollkommen unabhängig von dem unbekannten Gesetz, nach welchem der Faden bei den verschiedenen Temperaturen Energie verliert. Wenn wir den Taster ab geschlossen halten, werden wir in der Tat nur einen Widerstand ϱ im Hauptkreise nacheinander ein- und auszuschalten und mit dem Kompensatorsystem im Nebenschluß zu 2 die relative Änderung $\Delta i/i$ der Stromstärke und mit der Brücke die zugehörige relative Widerstandsänderung $\Delta r_0/r_0$ im Lampenzweige zu messen brauchen. Was W angeht, so ist es ohne weiteres bestimmt, sobald wir nur in den Lampenzweig 1 ein gutes Amperemeter einschalten.

6. Versuchsbedingungen. — Ich will die Versuchsbedingungen beschreiben, so wie ich sie für die Untersuchung einer 32kerzigen Osramlampe für 105 Volt getroffen habe.

Die Batterie besteht aus 50 Sammlern; es wird dafür Sorge getragen, daß während der Messung kein weiterer Strom aus ihr entnommen wird, weil sich bei jeder noch so geringen Spannungsänderung eine Gleichgewichtsstörung in der Brücke bemerkbar macht.

Die Zweige 2, 3, 4 haben die Werte 4 bzw. 3900 und 50 Ohm. Der Zweig 3 ist um Zehntel Ohm veränderlich, und er ist der Zweig, der zur Erreichung des Gleichgewichts gehandhabt wird.

Von den Widerständen m und n ist der erstere kontinuierlich bis auf 10 Ohm veränderlich; der letztere ist unveränderlich und sehr klein.

Das Galvanometer ist ein sehr gutes Drehspuleninstrument von Siemens & Halske. Es hat einen Widerstand von ungefähr 25 Ohm, aber es werden in Serie ungefähr 1200 Ohm hinzugeschaltet; dabei ist die Empfindlichkeit noch mehr als ausreichend, und die Dämpfung wird verringert.

Unter diesen Dämpfungsbedingungen, also wenn das System durch ungefähr 1200 Ohm geschlossen ist, wird die Empfindlichkeit des Instruments beim Durchgange von einem Mikroampere oder bei der Entladung eines Mikrocoulomb bestimmt.

Wie aus Gleichung (4) ersichtlich wird, verläuft die Stromstärke im Galvanometerzweige nach einem Exponentialgesetze, dessen Geschwindigkeitskonstante $\frac{P}{c/a}$ ist. Da nun in meinem Falle dieses Verhältnis ungefähr 35 betrug, ist die Elektrizitätsmenge bereits nach einem kleinen Bruchteil einer Sekunde fast ganz hindurchgegangen. Ich brauchte daher kein Galvanometer mit großer Schwingungsdauer zu benutzen, da ich festgestellt hatte, daß es bei Exponentialentladungen von derselben Schnelligkeit die normale Empfindlichkeit behielt.

Ich teile hier die Ergebnisse einer Messung mit, die man bei günstiger Anordnung in kurzer Zeit ausführen kann:

Osramlampe von 32 Kerzen für 105 Volt. Klemmenspannung $V = 95$ Volt; $i = 0{,}310$ Amp.:

$$R = 5,\ \Delta i/i = \frac{11{,}7}{1000};\ \Delta r/r = \frac{8{,}4}{1000};\ P = 140.$$

Aus den erhaltenen Ausschlägen ergibt sich:

$$\frac{c}{a} = P\frac{q}{I} = 4{,}0\,.$$

Eine Bestimmung bei 103 Volt ergab den Wert

$$\frac{c}{a} = 4{,}38\,,$$

der in bester Übereinstimmung mit dem im Vorjahre mit Hilfe der Braunschen Röhre bei derselben Spannung von 103 Volt erhaltenen Werte (4,4) steht.

7. Versuche mit Wolfram. — Von größerem Interesse sind die Ergebnisse, die ich bei Versuchen mit einem Draht von bekannter Zusammensetzung, wie mit dem der Wolframlampen, erhalten habe. Für diese Fäden und ebenso für die Platin- und Tantalfäden liegen nämlich sehr wertvolle Messungen von Pirani vor, aus denen man den Wert des thermischen Koeffizienten a entnehmen und mithin auf Grund der Kenntnis des Verhältnisses c/a die Wärmekapazität c bei verschiedenen Temperaturen berechnen kann.

Ich habe deshalb eine ausführlichere Untersuchung an einer Wolframlampe von 50 Kerzen für 105 Volt vorgenommen.

Diese Lampe wurde sehr lange in Betrieb gehalten. Unter diesen Bedingungen nehmen, wie wir durch Untersuchungen von Pirani[1]) wissen, die Wolframfäden verschiedenster Herkunft schließlich denselben spezifischen Widerstand und den gleichen Temperaturkoeffizienten des Widerstandes an.

Bei Erwärmung der Lampe in einem Wasserbade von 17^0 auf 96^0 ergab sich tatsächlich ein mittlerer Koeffizient, der sehr nahe bei dem Werte liegt, den Pirani bei seinen Fäden gefunden hat. Darauf wurde die Lampe in der Brückenanordnung unter verschiedenen Klemmenspannungen untersucht. Die kleine und plötzliche Spannungsänderung konnte sich innerhalb weiter Grenzen ändern, ohne daß sich der für $\frac{c}{a}$ abgeleitete Wert merklich veränderte. In der Tabelle I sind die erhaltenen Ergebnisse zusammengefaßt.

Tabelle I.

Spannung in Volt	Stromstärke in Ampere	P	c/a	$\frac{P}{c/a}$
11,0	0,132	7,08	4,62	1,5
22,3	0,201	23,0	6,11	3,7
31,9	0,250	34,5	7,18	4,8
50,2	0,328	82,5	8,62	9,5
94,8	0,481	221	11,34	19,6
105,6	0,513	257	11,80	23

1) M. v. Pirani, Ber. d. D. Phys. Ges. **12**, 301, 1910.

In der letzten Spalte sind die Koeffizienten der Zeit in der Exponentialfunktion aufgeführt, nach welcher die Temperatur von T_0 nach $T_0 + \Theta$ verläuft. Wie man sieht, sind sie viel kleiner als die bei der Osramlampe erhaltenen und ergeben, zumal bei den niedrigen Spannungen, einen zu langsamen Abfall der Exponentialfunktion, welche die Stromstärke im Galvanometer darstellt. Daher war ich genötigt, bei der niedrigsten Spannung ein anderes Galvanometer mit langsamer Periode von Hartmann & Braun zu benutzen, und trotzdem war es noch nötig, in allen Fällen die Kurve aufzunehmen, welche die Empfindlichkeit für mehr oder minder langsame Entladungen darstellt, wie man sie durch Änderung des Widerstandes im Entladungskreise eines Kondensators erhalten kann.

8. Diese Ergebnisse gestatten bereits einige Bemerkungen von erheblicher Bedeutung. Bekanntlich hat Pirani, nachdem er den Gang des Widerstandes mit der Temperatur untersucht hatte, wobei er letztere nach den direkten Methoden bis zu ungefähr 1500^0 gemessen hat, die Kurve, welche diesen Gang darstellt, auch auf die höheren Temperaturen ausgedehnt, die er dabei indirekt durch Extrapolation des Stefanschen Gesetzes mit dem für das Metall charakteristischen Koeffizienten gemessen hat. Er hatte dieses Gesetz, soweit die Temperatur direkt gemessen werden konnte, hinreichend gut bestätigt gefunden.

Nachdem somit die ganze Kurve für den Widerstand, den das Wolfram annimmt, als Funktion der Temperatur aufgenommen ist, kann man aus ihr die Werte des Koeffizienten a bei den verschiedenen Temperaturen entnehmen, oder auch die den Werten zugehörigen, welche der Widerstand des Fadens in der Hitze, bezogen auf den Wert im kalten Zustande, annimmt. So kann man dann aus dem bekannten Werte von $\frac{c}{a}$ den Wert von c berechnen.

Ich wollte die abkühlende Wirkung der kleinen Halter des Fadens berücksichtigen, die bewirken, daß man die aus den Widerstandsänderungen abgeleitete Temperatur niedriger schätzt, als sie in Wirklichkeit ist. Nach einer ziemlich mühseligen analytischen Untersuchung bin ich nun zu folgendem Schlusse gekommen. Wenn sich ein nicht allzu großer Teil des Fadens auf niedrigerer Temperatur befindet als der übrige (infolge der abkühlenden Wirkung der Halter), und wenn man die im Koeffizienten P auftretende Energie W mit Hilfe des Gesamtwiderstandes des Fadens und den diesem Gesamtwiderstande entsprechenden Koeffizienten a bezogen auf den Widerstand bei 20^0 mit Hilfe der für Fäden auf gleichförmiger Tem-

peratur gültigen Tabelle von Pirani ermittelt, so begeht man einige kleine Fehler. Diese heben sich indessen gegenseitig auf, so daß die gemessene Wärmekapazität genau die dem ganzen Faden zukommende wird.

Man erhält so für die sechs untersuchten Spannungen die folgenden Werte für den Widerstand r, bezogen auf den Widerstand bei 20⁰ als Einheit, für die angenäherte Temperatur, und für $\frac{c}{a}$, a und c_v; um von dem beobachteten Werte für c bei konstantem Druck auf den anderen Wert c_v bei konstantem Volumen überzugehen, habe ich mich der bekannten Formel von Nernst und Lindemann bedient und nach den Ergebnissen von Pirani die Schmelztemperatur des Metalls zu 3600^0 abs. angesetzt. So ergibt sich:

$$c_p/c_v = 1 + 35{,}5 \cdot 10^{-6} T_{\text{abs.}},$$

und, wie ersichtlich, hat selbst ein erheblicher Fehler bei der Bestimmung von T wenig Einfluß auf den berechneten Wert von c_v (etwa 1 v. H., wenn der Fehler von T 300^0 beträgt).

Tabelle II.

r	Temperatur in ^{0}C	c/a	$c_v/a : r$	$a \cdot 10^4$	$c_v \cdot 10^4$
4,84	800	4,62	0,918	12,2	54,2
6,46	1070	6,11	0,900	9,13	53,1
7,45	1285	7,18	0,908	7,92	53,6
8,92	1485	8,62	0,904	6,61	53,4
11,5	1835	11,34	0,908	7,4	77,3
12,0	1900	11,80	0,903	7,4	79,9

Eines der ersten Ergebnisse, das von jeder Unsicherheit in betreff der Kenntnis des Koeffizienten a unabhängig ist, betrifft die augenscheinliche Proportionalität zwischen den Werten von c_v/a und denen des Widerstandes r. Das bedeutet, daß das Verhältnis zwischen c_v und dr/dt innerhalb der Versuchsfehlergrenzen, die ich auf etwa 1 v. H. schätze, konstant ist.

Wenn wir uns nun die Werte von a vor Augen halten, die, wie gesagt, bis zu 1500^0 als tatsächlich sicher anzusehen sind, so erkennen wir aus der letzten Spalte, daß der für die Wärmekapazität c_v des Fadens erhaltene Wert konstant bleibt, solange die Temperatur nach direkten Methoden bestimmt wird. Dagegen zeigt sich eine sehr merkliche Zunahme der Wärmekapazität in dem Gebiete, wo Pirani die Temperatur nach Extrapolationsverfahren abgeleitet hat.

Nun erscheint eine so ausgesprochene Zunahme der spezifischen Wärme oberhalb 1500^0 tatsächlich recht unwahrscheinlich, denn sie zeigt sich nur, wenn die Kenntnis von a unsicher wird. Andererseits dagegen müßte nach der Auffassung von Einstein bei steigender Temperatur die spezifische Atomwärme dem theoretischen Werte sechs als Grenzwert zustreben, einem Grenzwert, der beim Wolfram bereits bei gewöhnlicher Temperatur erreicht wird.

Diese theoretische Voraussage wird durch meine Versuche bestätigt, soweit der Wert von a wirklich sicher ist, nämlich von 800^0 bis 1500^0. Sonach erscheint die Annahme vernünftig, daß die Konstanz des Grenzwertes für die spezifische Wärme sich auch weiterhin bestätigen würde, wenn die Bestimmungen dieses Koeffizienten zuverlässig wären.

Aus diesem Grunde wird es nicht unnütz sein, zu bemerken, daß die Unveränderlichkeit von c_v sich bis zur äußersten Temperatur von 2000^0 bestätigt haben würde, wenn Pirani die Kurve für den Widerstand als Funktion der Temperatur nicht in der Weise verlängert hätte, daß er die Temperaturen durch Extrapolation aus dem Stefanschen Gesetze ermittelte, sondern sich damit begnügt hätte, die Widerstandskurve direkt in der Weise auszudehnen, daß er den vollkommen geradlinigen Verlauf, den er von 700^0 bis 1500^0, also bis zu den direkt untersuchten Grenzen, angetroffen hat, bis auf 2000^0 verlängerte. In der nachstehenden kleinen Tabelle III sind neben den Werten von r zwei Reihen von Werten für a angegeben, und zwar erstens die Reihe (1) aus der Tabelle II und zweitens die durch direkte Extrapolation der Widerstandskurve nach dem eben angegebenen Verfahren erhaltene Reihe (2). Danach folgen die zugehörigen Werte von c_v:

Tabelle III.

r	1		2	
	$a_1 \times 10^4$	$c_v \times 10^4$	$a_2 \times 10^4$	$c_v \times 10^4$
4,84	12,2	54,2	12,2	54,2
6,46	9,13	53,1	9,13	53,1
7,45	7,92	53,6	7,92	53,6
8,92	6,61	53,4	6,61	53,4
11,5	7,4	77,3	5,13	53,6
12,0	7,4	79,9	4,92	53,3

Wie aus der Tabelle hervorgeht, braucht man nur dieses andere Extrapolationsverfahren zu befolgen, also die Kurve für die Widerstände $r = r(T)$ zu verlängern und nicht die logarithmische Kurve für die Energie $W = W(T$ abs.), um die festgestellte Eigentümlichkeit im Gange der spezifischen Wärme zu beseitigen und ihre Unveränderlichkeit von 800^0 bis zu ungefähr 2000^0 behaupten zu können.

Es unterliegt nun keinem Zweifel, daß es

sich immer um ein willkürliches Vorgehen handelt, sowohl wenn wir die logarithmische Kurve $W(T$ abs.) verlängern, als auch wenn wir die Kurve $r(T)$ erweitern. Immerhin scheint das erstere von Pirani befolgte Verfahren weniger berechtigt zu sein, denn wir sind bereits ganz sicher, daß sich die Kurve $W(T$ abs.) bei den höchsten Temperaturen ändern muß, da sonst an einem bestimmten Punkte die Emission des schwarzen Körpers sogar überschritten werden könnte, wenn wir für T einen Exponenten gleich ungefähr 5 erhalten. Während daher diese Extrapolation des Exponentialgesetzes für W a priori verdächtig ist, hat die andere Extrapolation für die Kurve $r(T)$ grundsätzlich nichts Sinnwidriges. Sie führt nun, wie wir aus der Tabelle ersehen, zu dem sehr einfachen Ergebnis, die Konstanz der spezifischen Wärme bei hohen Temperaturen, wie sie seitens der Einsteinschen Auffassung verlangt wird, zu bestätigen.

Hiernach bilden die in dieser Mitteilung angeführten Untersuchungen nicht nur eine Bestätigung dieser Einsteinschen Auffassung im Gebiete hoher Temperaturen (wie sie von Nernst und seinen Schülern für die tiefsten Temperaturen geliefert wird), sondern sie liefern auch einen neuen Weg, das Problem der Pyrometrie der glühenden Metalle anzugreifen. Wir brauchen nämlich nur anzunehmen, daß die Wärmekapazität c_v bei hohen Temperaturen konstant ist; dann gestattet uns die experimentelle Untersuchung von $\frac{c}{a}$ und mithin von $c_v : \frac{dr}{dt}$ nach dem oben geschilderten Verfahren, a und somit die wahre Temperatur des Metalles zu ermitteln. Damit würde man in bemerkenswerter Weise den so unsicheren Begriff der wahren Temperatur eines glühenden Drahtes präzisieren: gleiche Temperaturerhöhungen würden nämlich gleichen bei der Temperaturerhöhung absorbierten Wärmemengen entsprechen. Wie nun die Pyrometrie des vollkommen schwarzen Körpers, die sich auf die Anwendung des Stefanschen oder des Wienschen Gesetzes stützt, ihre Grundlage in den Theorien der Strahlung hat, so würde die Thermometrie der wirklichen Körper, die sich auf die eben bestätigte Konstanz der spezifischen Wärme gründet, ihre Rechtfertigung in der Einsteinschen Theorie finden.

Beispielsweise ergeben sich für Wolfram in Drähten auf gleichförmiger Temperatur aus dieser Hypothese und aus den beschriebenen Versuchen, aus denen die Konstanz von dr/dt hervorgeht, folgende Temperaturen in Celsiusgraden, entsprechend den auf den Widerstand bei 20° als Einheit bezogenen Werten des Widerstandes:

Tabelle IV.

Widerstand	Temperatur	Temperatur nach Pirani
4	650	650
5	820	820
6	1000	1000
7	1160	1160
8	1330	1330
9	1500	1500
10	1665	1650
11	1835	1780
12	2000	1890

Es ist zu bemerken, daß wenn, wie vorauszusehen ist, das dem Stefanschen Gesetz analoge Gesetz

$$W = \sigma (T_{\text{abs.}})^m$$

mit

$$m > 4$$

bei sehr hohen Temperaturen anfängt, nicht mehr gültig zu sein, dies im Sinne einer fortschreitenden Abnahme von m geschehen wird. Es ist daher natürlich, daß Pirani unter der Annahme, daß m konstant sei, die Temperaturen niedriger geschätzt hat, als sie in Wirklichkeit sind. Um nun die größte Abweichung bei 2000° zu rechtfertigen, braucht man nur eine sehr geringe Abnahme von m anzunehmen, die im äußersten Falle kaum 6 v. T. seines Wertes erreichen würde.

9. Es bliebe noch in einem anderen Punkte die Theorie von Einstein zu bestätigen, nämlich zu beweisen, daß die Atomwärme des Metalles bei wirklich hoher Temperatur den theoretischen Wert von nahezu 6 besitzt.

Eine indirekte Gewichtsbestimmung, die ich nach einer optischen Methode zur Ausmessung des Fadendurchmessers ausgeführt hatte, ohne die Lampe zu zertrümmern, hatte sehr ungenaue Ergebnisse geliefert. Später schritt ich dann dazu, die Lampe zu zerschlagen, und erhielt für das Gewicht des Fadens 30 Milligramm und für den spezifischen Widerstand bei 20° den Wert 0,0578 Ohm per Meter und Quadratmillimeter. Als Wert für die Atomwärme bei konstantem Volumen ergibt sich hieraus **7,82** Kalorien, wenn man für c_v das Mittel aus dem gefundenen Werte (53,4 Joule) zugrunde legt und das Atomgewicht zu 184 ansetzt.

Die erhaltene Zahl ist zweifellos im Hinblick auf den theoretischen Wert 5,94 zu hoch; sie würde nur dann gerechtfertigt sein, wenn die Moleküle des Wolframs 8 Freiheitsgrade hätten statt deren 6. Man beachte jedoch, daß selbst bei der Temperatur von nur 285° aus den

Versuchen von Defacqz und Guichard[1]) sich für die Atomwärme bei konstantem Druck die Zahl 7,2 ergibt, die für c_v den gleichfalls gegenüber dem theoretischen Werte zu hohen Wert 7,1 liefert. Der Unterschied gegen den von mir gefundenen Wert (ungefähr 9 v. H.) ist immerhin erheblich, aber die Anomalie im Hinblick auf die theoretische Voraussage würde damit, unabhängig von den vorliegenden Untersuchungen, bestätigt erscheinen. Weiter ist zu beachten, daß die im gesamten Gebiete der vorliegenden Versuche beobachtete Konstanz des Verhältnisses $c_v/a : r = c_v : dr/dt$, das sich zu $1{,}33 \cdot 10^3$ für ein Grammatom ergibt, sich auch bei gewöhnlicher Temperatur zu bestätigen scheint. Bei 20⁰ würde man nämlich nach den Versuchen von Defacqz und Guichard erhalten: $c_v = 5{,}91$, während ich bei dieser Temperatur für dr/dt erhielt: $dr/dt = 0{,}0043$. Für den Wert des Verhältnisses ergibt sich somit die Zahl $1{,}37 \times 10^3$. Es scheint daher, daß dieses Verhältnis wirklich konstant ist, und daß die Zunahme der Atomwärme von 5,9 (bei 20⁰) bis 7,8 (konstant von 800⁰ bis 2000⁰) mit der erheblichen Zunahme von dr/dt zwischen 20⁰ und 600⁰ in Verbindung zu bringen ist, die nach Pirani zwischen 0,0041 und 0,0059 schwanken soll bei einer Zunahme vom etwa vierzehnfachen Betrage der Abnahme, die Pirani am Platin festgestellt hatte. Wenn die Unveränderlichkeit des Verhältnisses $c_v : dr/dt$ auch bei tiefen Temperaturen bestehen bleiben würde, so würde Wolfram die merkwürdige Eigenschaft haben, daß man mittels seines spezifischen Widerstandes gleichzeitig gewissermaßen den Gesamtinhalt der Wärmeenergie messen würde.

Versuche an verschiedenen Drähten, die bis nahe an die Schmelztemperatur getrieben wurden, und weitere Versuche am Eisen, zur Erkenntnis der Anomalien der spezifischen Wärme bei der Temperatur, bei welcher der Magnetismus verschwindet, sind zurzeit in der Vorbereitung begriffen.

Zusammenfassung.

1. — Es wird die Theorie dafür gegeben, wie die Temperaturänderung in einem Glühfaden infolge der plötzlichen Ausschaltung eines kleinen Widerstandes im Stromkreise verläuft.

2. — Der veränderlichen Periode der Temperatur entsprechen in einer passend angeordneten Wheatstoneschen Brücke leicht meßbare Wirkungen, aus denen man, unabhängig von dem unbekannten Gesetze, nach dem die Energieemission seitens des Drahtes erfolgt, das Verhältnis c/a zwischen der Wärmekapazität des Drahtes und dem wahren Koeffizienten ($a = 1/r\, dr/dt$ der Änderung seines Widerstandes mit der Temperatur ableiten kann.

3. — Die Anwendung des Verfahrens auf den Faden einer Osramlampe hat für das Verhältnis c/a den Wert, den ich nach einem indirekteren Verfahren erhalten hatte, wieder bestätigt.

4. — Das Verfahren wird daher auf die Untersuchung eines Wolframfadens bei verschiedenen Temperaturen ausgedehnt, und es wird bewiesen, daß der Wert dieses Verhältnisses von 700⁰ bis ungefähr 2000⁰ proportional dem elektrischen Widerstande des Drahtes zunimmt. Die Proportionalität wird vollkommen, wenn man die Reduktion für den Übergang von der Wärmekapazität bei konstantem Druck zu jener bei konstantem Volumen ausführt.

5. — Der Wert von a kann für Wolfram aus den Versuchen von Pirani abgeleitet werden; solange man nun in dem Gebiete bleibt, in welchem der genannte Forscher die Temperaturen direkt bestimmt hat, also bis 1500⁰, behält die Wärmekapazität c_v, wie sie aus den Werten von c/a und a abgeleitet wird, einen konstanten Wert.

6. — Sie wächst dagegen von 1500⁰ aufwärts stark in dem Gebiete, wo Pirani die Widerstand-Temperaturkurve unter Berechnung der Temperatur durch Extrapolation des Exponentialgesetzes für die Energie gezeichnet hat.

7. — Wenn man dagegen die Werte von a in der Weise ableitet, daß man mittels Extrapolation der Widerstand-Temperaturkurve, die Pirani direkt bis zu 1500⁰ erhalten hat (und die von 700⁰ bis 1500⁰ vollkommen eine Gerade ist), vorgeht, so zeigt sich die Unveränderlichkeit der spezifischen Wärme bis zur oberen untersuchten Grenze (2000⁰).

8. — Die Konstanz des Wertes von c_v, die bis zu 1500⁰ sicher bewiesen und auch darüber hinaus durch die vorstehende Betrachtung sehr wahrscheinlich gemacht ist, bildet eine gute Bestätigung der Einsteinschen Anschauungen im Gebiete der hohen Temperaturen. Diese Bestätigung ist aber nicht eine quantitative, denn die Atomwärme ergibt sich zu 7,8, also im Hinblick auf den theoretischen Wert 5,94 zu hoch.

9. — Umgekehrt, also unter der Annahme der Konstanz der spezifischen Wärme für die hohen Temperaturen (einer Konstanz, die sicher erwiesen ist, soweit der Wert von a direkt bestimmt worden ist), kann man aus der erfolgten Messung von c/a ein neues Verfahren zur Messung der wahren Temperatur des Drahtes herleiten.

10. — Die so erhaltenen Werte der Tem-

1) Defacqz et Guichard, Ann. de Chim. et de Phys. **24**, 139, 1901.

peratur weichen etwas von denen ab, die Pirani durch Extrapolation erhalten hat. Die Abweichung erfolgt aber in dem Sinne, den man auf Grund einer Untersuchung über die Berechtigung des von ihm eingeschlagenen Extrapolationsverfahrens erwarten konnte.

Rom, Physikalisches Institut der Kgl. Universität.

(Nach handschriftlich überarbeiteten Korrekturbogen aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 19. Februar 1912.)

Eine Bestimmung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen sowie der spezifischen Wärme bei konstantem Druck für Luft und Kohlensäure.
(A Determination of the Ratio of the Specific Heats and of the Specific Heat at Constant Pressure of Air and Carbon Dioxide.)

Von H. W. Moody.

Einen ausgesprochenen Fortschritt in der Genauigkeit der Bestimmung von γ machten Lummer und Pringsheim[1]), als sie zum ersten Male vorschlugen, diese Bestimmung auf eine direkte Temperaturmessung zu gründen. Sie benutzten bei ihrer Untersuchung zum Nachweis der Temperaturänderungen einen Bolometerstreifen aus Platin. Infolge einiger Versuche, die Millikan, Chapman und Moody[2]) bei der Erforschung der Temperaturänderungen in einer Wilsonschen Nebelkammer angestellt hatten, sowie einer späteren Ausdehnung des Verfahrens von seiten Chapmans[3]) auf die Beobachtung der Temperaturen, die bei Expansion in solchen Nebelkammern entstehen, die von gesättigten Dämpfen erfüllt sind, hat es sich herausgestellt, daß das Thermoelement sich für die Messung momentaner Temperaturen ausnehmend gut eignet. Angesichts des Umstandes, daß die von früheren Beobachtern gefundenen Werte für γ so wenig miteinander übereinstimmen, erschien es der Mühe wert, eine neue Bestimmung unter Verwendung des Thermoelementes zur Messung der Temperaturänderungen vorzunehmen.

Das Versuchsverfahren beruht in der Theorie auf der adiabatischen Gleichung eines Gases, aus der wir die bekannte Gleichung

$$\gamma = \frac{\log p_1/p_2}{\log p_1/p_2 - \log \vartheta_1/\vartheta_2} \qquad (1)$$

ableiten können. In dieser Gleichung ist γ das Verhältnis der spezifischen Wärmen, p_1 und p_2 sind der Anfangs- und der Enddruck, und ϑ_1 und ϑ_2 die absoluten Temperaturen am Anfang und am Ende.

Die praktische Ausführung des Verfahrens wird durch Fig. 1 veranschaulicht:

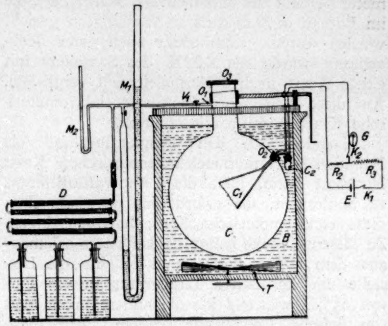


Fig. 1.

Aus der Kompressionspumpe oder dem Gaszylinder gelangt das Gas durch das Trockensystem D in einen Ballon C von ungefähr 60 Liter Inhalt. Das Trockenmittel ist für Luft Schwefelsäure und Kalziumchlorid, für Kohlensäure Schwefelsäure und Phosphorpentoxyd. Nachdem sich das Gas auf die Temperatur des Bades von konstanter Temperatur, B, abgekühlt hatte, in das der Ballon eintauchte, wurde durch Öffnen des großen Ventiles O_3 die Expansion bewirkt.

Um γ zu ermitteln, müssen wir p_1, p_2, ϑ_1 und ϑ_2 kennen. Diese Größen wurden auf folgende Weise gemessen: Der Enddruck p_2 ist der Atmosphärendruck; dieser wurde an einem Normal-Quecksilberbarometer von Schneider verzeichnet. Der Anfangsdruck p_1 war gleich p_2, vermehrt um einen Überdruck, der aus Ablesungen an einem Manometer M_1 mit Transformatoröl bestimmt wurde. Um Fehler bei diesen Ablesungen zu vermeiden, wurde unmittelbar vor einer Expansion das Ventil V_1 geschlossen und die ganze Druckeinstellung mittels eines Quecksilbermanometers M_2 bewirkt. Die Anfangstemperatur ϑ_1 war die des Bades auf konstanter Temperatur und wurde mit einem Baudinschen Normalquecksilberthermometer gemessen.

Um die Endtemperatur ϑ_2 zu bestimmen, benutzte ich ein Thermoelement aus 0,025 mm starken Kupfer- und Konstantandrähten. Die eine Lötstelle brachte ich in die Mitte des

1) Lummer and Pringsheim, Smithson. Contrib. **29**, Nr. 1126; Wied. Ann. **64**, 555, 1898.
2) Millikan, Chapman and Moody, Phys. Rev. **30**, 286, 1910.
3) Chapman, Phys. Rev. **32**, 561, 1911.

Ballons (bei C_1), und das andere Ende mit konstanter Temperatur in eine Kapsel dicht an der Außenseite des Ballons (bei C_2). Die thermoelektromotorische Kraft, die infolge der Abkühlung durch Expansion erzeugt wurde, wurde als Funktion der E.M.K. eines Sammlers mittels eines Potentiometers bestimmt. Dieses Potentiometer bestand aus Widerstandskästen R_1, R_2, die im Bureau of Standards zu Washington geeicht worden waren. Unmittelbar nach einer Beobachtung wurde die E.M.K. des Sammlers mit einem Westonschen Normalelement verglichen. Auf diese Weise wurde die thermoelektromotorische Kraft in Mikrovolt ermittelt.

Nachdem ich den Temperaturabfall als Funktion der thermoelektromotorischen Kraft bestimmt hatte, blieb die Temperaturdifferenz zu bestimmen, die erforderlich war, um eben diese elektromotorische Kraft hervorzubringen. Zu diesem Zwecke nahm ich das Thermoelement aus dem Ballon heraus und brachte die Lötstelle mit konstanter Temperatur in ein Bad von 25^0 C, während ich die andere in ein Bad von tieferer Temperatur brachte. Auf diese Weise nahm ich eine Kurve „Temperatur-E.MK." auf und hatte also bei späteren Beobachtungen nur nötig, die thermoelektromotorische Kraft zu messen, um dann aus dieser Eichkurve ohne weiteres ϑ_2 abzulesen. Diese Kurve zeichnete ich in solchem Maßstabe, daß ich ϑ_2 unmittelbar bis auf $0{,}01^0$ ablösen konnte und Interpolation bis auf $0{,}001^0$ möglich war.

Da ein gewisser Wärmezufluß eintreten wird, so liefern die Versuchsbedingungen keine vollkommen adiabatische Ausdehnung. Die durch Leitung seitens des Gases eingeführte Wärme ist zu vernachlässigen. Die von Konvektion herrührende ist gering, weil die Temperatur auf allen Seiten gleichförmig ist. Da wir es mit Drähten von einem Querschnitt von nur 0,000006 cm^2 zu tun haben, so ist, wie ersichtlich, die Wärmekapazität, und ebenso die Wärmemenge, die durch metallische Leitung wirklich zugeführt werden würde, sehr klein. Eine größere Fehlerquelle liegt in dem Umstande einer inneren Strahlung. Eine Korrektion für diese wurde nach einem ähnlichen Verfahren angebracht, wie es Lummer und Pringsheim[1]) angewandt haben, und der Betrag dieser Korrektion ergab sich zu +0,002.

Es erwies sich als vorteilhaft, zur Vermeidung von Fehlern, die durch nach der Expansion im Gase auftretende Wirbel entstehen, den Potentiometerkreis nach Verlauf von 2 bis 3 Sekunden zu schließen. Während dieser Zeit war, je nach dem Temperaturabfall, mehr oder weniger Wärme eingeströmt. Um diese auszuschalten, wurde γ bei verschieden hohem Überdruck gemessen und eine Kurve „Druck — γ" aufgenommen. Nachdem ich γ für Überdrucke gemessen hatte, die sich von 12 cm bis abwärts zu 12 mm Quecksilber bewegten, ergab eine durch die aufgezeichneten Punkte gezogene und rückwärts gegen die γ-Achse verlängerte glatte Kurve den Wert von γ für $dp = 0$, d. h. für den Fall, daß der von Wärmezufluß herrührende Effekt auf γ null war.

In Tabelle I finden sich Angaben über γ für Luft für den Fall, daß die Zeit T zwischen der Expansion und dem Schließen des Potentiometerkreises 3 Sekunden beträgt. Diese Daten sind die Beobachtungen aus mehreren vollständigen Beobachtungsreihen von hohen bis zu

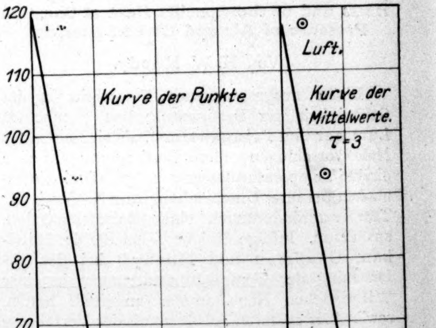


Fig. 2.

1) Lummer und Pringsheim, a. a. O.

Tabelle I.

Daten über γ für Luft, für $T = 3$.

P_2	dP	P_1	ϑ_1	ϑ_2	γ	D
751,228	12,470	763,698	298,006	296,614	1,3966	−0,0006
748,113	12,375	760,488	298,007	296,620	1,3973	+0,0001
742,005	12,323	754,328	298,007	296,617	1,3965	−0,0007
748,365	12,489	760,834	298,007	296,607	1,3976	+0,0004
753,121	12,560	765,681	298,006	296,608	1,3972	0,0000
741,027	12,493	753,520	298,008	296,593	1,3980	+0,0008
753,058	12,322	765,386	298,007	296,633	1,3972	0,0000
746,795	30,868	777,763	298,007	294,617	1,3936	−0,0003
750,293	31,032	781,325	298,007	294,612	1,3941	+0,0002
749,113	30,893	780,006	298,007	294,617	1,3949	+0,0010
753,121	30,996	784,117	298,006	294,626	1,3943	+0,0004
754,277	30,942	785,219	298,006	294,646	1,3932	−0,0007
740,648	31,002	771,650	298,008	294,575	1,3938	−0,0001
754,503	30,836	785,339	298,007	294,652	1,3940	+0,0001
744,515	43,520	788,035	298,037	293,307	1,3919	−0,0005
751,230	43,436	794,666	298,006	293,316	1,3929	+0,0005
745,475	43,372	788,847	298,017	293,317	1,3917	−0,0007
750,070	43,500	793,570	298,007	293,305	1,3929	+0,0005
734,291	43,501	777,792	298,009	296,214	1,3924	0,0000
750,953	43,469	794,422	298,007	293,317	1,3925	+0,0001
753,122	43,341	796,463	298,006	293,341	1,3927	+0,0003
740,828	43,434	784,262	298,008	293,270	1,3916	−0,0008
755,138	43,277	798,415	298,007	293,357	1,3931	+0,0007
748,019	62,147	810,166	298,007	291,407	1,3900	+0,0005
751,152	62,097	813,249	298,006	291,448	1,3891	−0,0004
749,857	62,110	811,967	298,007	291,427	1,3899	+0,0004
752,001	62,086	814,087	298,007	291,452	1,3897	+0,0002
753,122	61,999	815,121	298,006	291,476	1,3890	−0,0005
753,883	62,062	815,945	298,006	291,471	1,3894	−0,0001
740,963	62,064	803,027	298,007	291,357	1,3894	−0,0001
740,864	62,066	802,930	298,008	291,363	1,3894	−0,0001
755,437	62,113	817,433	298,007	291,487	1,3897	+0,0002
745,597	93,339	838,936	298,002	288,354	1,3870	+0,0004
749,435	93,377	842,812	298,007	288,407	1,3866	0,0000
752,001	93,361	845,362	298,007	288,467	1,3849	−0,0017
753,221	93,246	846,467	298,006	288,461	1,3868	+0,0002
755,763	93,240	849,003	298,007	288,477	1,3876	+0,0010
748,679	117,494	866,173	298,017	286,197	1,3843	+0,0006
748,350	117,597	865,947	298,007	286,217	1,3823	−0,0014
750,307	117,539	867,846	298,007	286,267	1,3822	−0,0015
740,704	117,496	858,200	298,008	286,058	1,3849	+0,0012
755,813	117,359	873,172	298,007	286,287	1,3852	+0,0015

niedrigen Drucken; sie sind, je nach der Druckhöhe, in Gruppen geordnet. In Fig. 2 finden sich diese Daten graphisch dargestellt. Die „Kurve der Mittelwerte" wurde in der Weise gezeichnet, daß bei einer gegebenen Druckhöhe der mittlere Druck als Funktion des Mittelwertes von γ für dieselbe Höhe eingetragen wurde. In ähnlicher Weise wurden Daten für γ für Luft für den Fall $T = 2$ und für Kohlensäure für den Fall $T = 3$ aufgenommen und verzeichnet. Ein Hauptmittel aus allen in der angegebenen Weise ausgeführten Bestimmungen ergibt

für Luft $\gamma = 1{,}3991$

und für Kohlensäure $\gamma = 1{,}2983$.

Hieraus erhalten wir nach Hinzufügung der Korrektion für die Strahlung:

für Luft bei 25^0 C und 76 cm Hg: $\gamma = 1{,}4011$, und für Kohlensäure unter denselben Verhältnissen: $\gamma = 1{,}3003$.

Bei beiden Werten beträgt der wahrscheinliche Fehler $\pm 0{,}0005$.

Zum Zwecke einer Vergleichung dieser Werte mit denen anderer Beobachter wird eine kurze Übersicht über die seit 1895 ausgeführten Bestimmungen von Interesse sein. Frühere in den Zusammenstellungen von A. Winkelmann[1]) und M. G. Maneuvrier[2]) verzeichnete Beobachtungen zeigen so große Verschiedenheiten, daß wir aus ihnen keinen sicheren Schluß auf den wahrscheinlichsten Wert von γ ziehen können.

1) A. Winkelmann, Handb. d. Phys. **2**, 381, 1896.
2) Maneuvrier, Journ. de Phys. (3) **4**, 445, 1895.

Unter den indirekten Methoden ist die sehr interessant und bemerkenswert, die Hebb[1]) auf Anregung von Michelson angewandt hat. Sie schließt nämlich tatsächlich sowohl die Einwände gegen die Messungen an freier Luft aus, als auch die, welche sich gegen die Messungen in Röhren erheben lassen. Hebb wandte das Interferenzprinzip mit Hilfe eines Systems parabolischer Spiegel an; dabei befand sich eine Stimmgabel als Quelle im Brennpunkte des einen Spiegels und ein Telephonempfänger im Brennpunkte des anderen. Hebb fand $V_0 = 331{,}29$ m/sec mit einem wahrscheinlichen Fehler von 0,06 m/sec. Hieraus erhalten wir:

$$\gamma = 1{,}4003.$$

Eine sehr zuverlässige Bestimmung führten Violle und Vautier[2]) in einer Kanalleitung zu Argenteuil im Jahre 1895 aus. Nach Anbringung sehr sorgfältiger Korrektionen für den Effekt der Wandung, der Temperatur, des Druckes und der hygrometrischen Verhältnisse erhielten sie für Luft $V_0 = 331{,}36$ m/sec. Hieraus ergibt sich:

$$\gamma = 1{,}4009.$$

Von Messungen in kurzen Röhren scheinen die von J. Webster Low[3]) mit den von Stevens angebrachten Korrektionen, sowie die späteren Messungen von Stevens[4]) die zuverlässigsten bislang nach dieser Methode angestellten zu sein. Lows Untersuchungen ergeben $V_0 = 331{,}4$ m/sec, woraus wir $\gamma = 1{,}4012$ erhalten, und Stevens fand $V_0 = 331{,}32$ m/sec, woraus wir $\gamma = 1{,}4006$ erhalten. Diese Forscher arbeiteten nach der Interferenzmethode von Quincke, und dasselbe tat R. Fürstenau[5]) bei seinen Versuchen an Kohlensäure, bei denen er $\gamma = 1{,}3008$ fand.

Unter den direkten Methoden ist die klassische Methode von Clement und Desormes die am häufigsten angewandte. Bei dieser Methode beruht die Bestimmung von γ auf Druckmessungen. Die von geübten Beobachtern erhaltenen Ergebnisse gehen sehr stark auseinander; sie bewegen sich zwischen 1,302 (Kohlrausch) und 1,42 (Masson). Die Bestimmung von Roentgen[6]) ist gewöhnlich als die zuverlässigste angesehen worden; da aber eine Anzahl vergeblicher Versuche, zum Teil im Ryerson-Laboratorium, unter praktisch mit den von Roentgen angewandten identischen Bedingungen gemacht worden ist, sie zu wiederholen, sind wir geneigt, ihr weniger Gewicht beizulegen, als zuweilen geschehen ist. Zwar sind Maneuvrier und Fournier[1]) infolge einer geringen Abänderung des Verfahrens durch Anwendung des Satzes von Reech imstande gewesen, übereinstimmendere Ergebnisse zu erhalten; dennoch wollen wir aus den bereits erwähnten und anderen, weiterhin mitzuteilenden Gründen alle nach der Methode von Clement und Desormes angestellten Bestimmungen außer Betracht lassen.

1) Hebb, Phys. Rev. **20**, 89, 1905.
2) Violle et Vautier, Congr. de Phys. **1**, 228, 1900.
3) J. Webster Low, Phil. Mag. (5) **38**, 249, 1894.
4) E. H. Stevens, Ann. d. Phys. (4), **7**, 285, 1902.
5) R. Fürstenau, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 968, 1908.
6) Roentgen, Pogg. Ann. **148**, 580, 1873.

Die direkte Anwendung der adiabatischen p-ϑ-Gleichung besitzt große Vorzüge gegenüber anderen direkten Methoden, insofern sie die Bestimmung von γ auf eine direkte Temperaturmessung gründet und nicht auf eine Druckmessung. Eine Druckmessung ist günstigstenfalls eine Messung der mittleren Temperatur im ganzen Gefäß im Augenblicke der Messung, während die direkte Temperaturmessung an einer kleinen Gasmenge genau im Mittelpunkte des Gefäßes ausgeführt werden kann. Lummer und Pringsheim[2]) waren die ersten, die diese Methode angewandt haben. Sie fanden für Luft bei 15^0 C und 76 cm Hg: $\gamma = 1{,}4025$, und für Kohlensäure unter denselben Bedingungen $\gamma = 1{,}2995$. Später hat Makower[3]) nach demselben Verfahren gearbeitet und

$$\gamma = 1{,}401$$

erhalten.

Aus der Betrachtung der vorstehenden Angaben wird man ersehen, daß meine Werte mit den zuverlässigsten unter den seit der Zeit der vorstehend erwähnten Zusammenstellungen gemachten Bestimmungen gut übereinstimmen.

Nach dem ersten Gesetz der Thermodynamik haben wir die Beziehung:

$$\lambda \equiv \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_\vartheta = I C_p \cdot \frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial v}\right)_p - p, \qquad (2)$$

und nach dem zweiten:

$$\lambda = \vartheta \left(\frac{\partial p}{\partial \vartheta}\right)_v - p, \qquad (3)$$

wo λ die latente Expansionswärme oder die innere Arbeit der freien Expansion ist. Wenn wir die experimentell gefundenen Werte

$$C_p = 0{,}2375$$

und

$$\gamma = 1{,}401$$

einsetzen, so liefern diese beiden Gleichungen weit auseinandergehende Werte für λ, denn Gleichung (2) ergibt einen verhältnismäßig großen negativen Wert, was Versuchen an realen Gasen widerspricht. Da die möglichen Fehler für γ nicht groß genug sind, um das zu erklären, so muß anscheinend C_p einen Wert haben, der

1) Maneuvrier et Fournier, C. R. **123**, 228, 1896.
2) Lummer und Pringsheim, a. a. O.
3) Makower, Phil. Mag. (6) **5**, 226, 1903.

von dem bisher allgemein angenommenen verschieden ist. Wir haben deshalb C_p für 20° C und 76 cm Hg berechnet.

Setzen wir die beiden Werte für λ in den Gleichungen (2) und (3) einander gleich, so erhalten wir den bekannten Ausdruck

$$C_p - C_v = \frac{\vartheta}{I}\left(\frac{\partial p}{\partial \vartheta}\right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial \vartheta}\right)_p, \tag{4}$$

aus dem wir ohne weiteres

$$C_p = \frac{\vartheta \gamma}{\gamma - 1} \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial \vartheta}\right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial \vartheta}\right)_p \tag{5}$$

erhalten. Wenn wir nun die Definitionsgleichungen

$$\alpha_p = \frac{1}{v_0}\left(\frac{\partial v}{\partial \vartheta}\right)_p \tag{6}$$

und

$$\alpha_v = \frac{1}{p_0}\left(\frac{\partial p}{\partial \vartheta}\right)_v \tag{7}$$

anwenden, so gibt uns Gleichung (5) ein Mittel an die Hand, C_p als Funktion experimentell bestimmter Größen zu berechnen, und zwar solcher Größen, die wir mit einem hohen Grade von Genauigkeit kennen. Da die Gleichung (5) vollkommen streng gilt, und da wir alle übrigen Größen so genau kennen, so können wir sagen, daß wir C_p ebenso genau kennen wie γ.

Als die thermodynamische Temperatur des Gefrierpunktes des Wassers, ϑ_0, haben wir $273{,}11^0 \pm 0{,}01^0$ der thermodynamischen Skala angenommen. Das ist der Wert nach Callendar[1]), Berthelot[2]) und Buckingham[3]).

Für Luft haben wir $\gamma = 1{,}401$ angewandt und für CO_2: $\gamma = 1{,}300$.

Den Wert von ϱ_0 für Luft haben wir den Landolt-Börnsteinschen Tabellen entnommen, und ebenso den Wert von g, während der Wert von ϱ_0 für Kohlensäure der Arbeit von Lord Rayleigh[4]) entnommen ist.

Wegen des Wertes für I, das mechanische Wärmeäquivalent, brauchen wir nur auf die Zusammenstellung von Ames[5]) zu verweisen, während für den Expansionskoeffizienten, für den die prächtige Arbeit von Chappuis[6]) allgemein als die beste bisher ausgeführte gilt, die Werte dieser Arbeit bei unseren Berechnungen benutzt worden sind.

In Tabelle II sind die Werte der verschiedenen, bei den Rechnungen benutzten Größen zusammengestellt und in Tabelle III die berechneten Werte mit den experimentell gefundenen verglichen.

Tabelle II.

Zusammenstellung der bei der Berechnung von C_p benutzten Werte.

Größe	Luft	Kohlensäure
γ	1,401	1,300
ϑ_0	273,11	273,11
ϱ_0	0,001 292 78	1,52909 · 0,001 292 78
I, um 20° C . . .	$4{,}181 \cdot 10^7$	$4{,}181 \cdot 10^7$
α_p, um 20° C, 76 cm Hg	0,003 671 82	0,003 734 47
α_v, um 20° C, 76 cm Hg	0,003 672 2	0,003 706 7

Tabelle III.

Berechnete und beobachtete Werte von C_p.

Gas	C_p (ber.) für 20° C	C_p (beob.)
Luft	0,24118	0,2375 (Regnault) 0,2417 (Swann, um 20° C) 0,2408 (Scheel und Heuse, um 20° C)
Kohlensäure	0,2008	0,2025 (Regnault) 0,2020 (Swann, um 20° C) 0,2013 (Lussana)

Wie man sieht, stimmt unser berechneter Wert von C_p für Luft merkwürdig gut mit dem Mittelwert aus den beiden neuesten Bestimmungen überein. Es ist zu bemerken, daß die bei den Berechnungen benutzte Gleichung vollkommen streng ist, und daß alle in Frage kommenden Größen mit dem höchsten Genauigkeitsgrade meßbar sind. Die Größe, bei deren Wert die größte Unsicherheit besteht, ist γ, und es kann kaum fraglich sein, daß wir ihren Wert bis auf die dritte Dezimale genau kennen. Bei der Kohlensäure stimmt unser Wert innerhalb der Versuchsfehlergrenzen mit dem von Lussana angegebenen Werte überein, obwohl er etwas kleiner ist als die von anderen Beobachtern gefundenen Werte. Es scheint somit, daß der richtige Wert von C_p für Kohlensäure dicht bei dem von Lussana gefundenen Werte liegen muß.

Schlußfolgerungen.

1. — Unsere Untersuchung ergibt für Luft um 20° C, bei 76 cm Hg: $\gamma = 1{,}4011$ und für Kohlensäure unter denselben Bedingungen $\gamma = 1{,}3003$, in beiden Fällen mit einem wahrscheinlichen Fehler von $\pm 0{,}0005$. Diese Werte stimmen mit den besten Bestimmungen der letzten Jahre gut überein, obschon der Wert für Luft kleiner ist als manche der älteren, die früher angenommen wurden.

2. — Für Luft um 20° C, bei 76 cm Hg finden wir $C_p = 0{,}24118$. Dieser Wert ist so

1) Callendar, Phil. Mag. (6) **5**, 48, 1903.
2) Berthelot, Trav. et Mem. du Bur. Int. des Poids et Mes. **13**, 1907.
3) Buckingham, Bull. Bur. Stand. **3**, 237, 1907.
4) Lord Rayleigh, Proc. Roy. Soc. **62**, 204, 1897.
5) Ames, Congr. Int. de Phys. **1**, 178, 1900.
6) Chappuis, Trav. et Mem. du Bur. Int. des Poids et Mes. **13**, 1907.

zuverlässig, daß kaum daran gezweifelt werden kann, daß die bisher angenommenen Werte zu klein sind. Tatsächlich finden wir eine überzeugende Bestätigung für die Richtigkeit unseres Wertes von γ in dem Umstande, daß der vorstehende Wert für C_p bis auf 0,03 v. H. mit dem Mittel aus den neueren Bestimmungen von Swann und von Scheel und Heuse übereinstimmt. Für Kohlensäure um 20° C und bei 76 cm Hg finden wir $C_p = 0{,}2008$, ein Wert, der innerhalb der Versuchsfehlergrenzen mit dem Werte von Lussana übereinstimmt und etwas niedriger ist als die Werte, die sich aus anderen, zuverlässigen Bestimmungen ergeben haben.

Zum Schlusse möchte ich den Herren vom Physikalischen Institut für ihr freundliches Interesse an dieser Arbeit meinen Dank aussprechen, insbesondere Herrn Professor Millikan, auf dessen Anregung und unter dessen Leitung ich die Untersuchung ausgeführt habe.

Ryerson Physical Laboratory, Universität Chicago, 2. Januar 1912.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 1. März 1912.)

Über die Verwendung des Vibrations-Elektrometers in der Wheatstoneschen Brücke.

Von H. Greinacher.

Bei Gelegenheit einer Messung mit dem Wulfschen Elektrometer machte ich die Beobachtung, daß durch die Einwirkung eines in der Nähe vorbeigeführten Wechselstroms die Quarzsaiten in lebhafte Vibration kamen. Dies führte mich zur Idee, das Wulfsche Elektrometer in der Wheatstoneschen Brücke als Nullinstrument bei Wechselstrommessungen zu versuchen. Es zeigte sich in der Tat, daß das Instrument bei passender Schaltung sehr geeignet ist. Die benutzte Anordnung ist in Fig. 1 wiedergegeben. $W_1 W_2$ sind die zu vergleichenden Widerstände. Als Meßstrom diente der städtische Dreiphasenstrom von 110 Volt und 50 Perioden mit passend gewähltem Vorschaltwiderstand W (etwa $^1/_{10}$ Ampere). Im speziellen wurde der Meßdraht einer Walzenbrücke von Hartmann & Braun (Frankfurt) verwendet. T ist ein Transformator, etwa ein Induktorium unter Weglassung des Unterbrechers. Die Enden der Sekundärspule sind mit den Quarzfäden F bezw. mit dem Gehäuse G verbunden. Ohne Transformator wären die Spannungsschwankungen an den Enden des Meßdrahtes zu gering, um das Elektrometer in Bewegung zu setzen. Um die

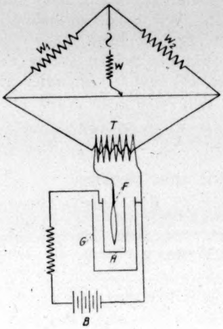


Fig. 1.

Anordnung besonders empfindlich zu machen, wird noch eine Hilfsbatterie B von 40 Volt (20 Volt genügen auch schon) mit dem Hilfskonduktor H verbunden. Letzterer ist bekanntlich in den meisten Wulfschen Elektrometern vorhanden. Da die Empfindlichkeit des Elektrometers mit wachsender Spannung, wenigstens bis etwa 20 Volt, steigt, so ist das Instrument im geladenen Zustande bezw. bei angelegter Hilfsspannung natürlich auch empfindlicher für Spannungsschwankungen. Bei Beginn einer Messung, solange also die Brückenbedingung noch nicht erfüllt ist, wird man die Batterie B am besten ausschalten und zunächst bei geringer Empfindlichkeit des Elektrometers einstellen. Nun schaltet man die Batterie B an und macht die feine Einstellung. Diese ist dadurch sehr präzise gekennzeichnet, daß die Quarzfäden dann scharf im Gesichtsfeld erscheinen. Bei der geringsten Vibration ist das Bild verwaschen. Wie außerordentlich genau sich einstellen läßt, sei durch folgende Meßreihe gezeigt. Bei Vergleich von zwei 10-Ohm-Stücken wurde der Reihe nach abgelesen

497,4	(Länge des ganzen Meßdrahtes = 1000 Einheiten.)
,4	
,5	
,4	
,4	
,55	
,5	
,4	

Man kann also die vierte Stelle mit fast unbedingter Sicherheit einstellen. Das Vibrations-Elektrometer ist daher bedeutend empfindlicher als das Telephon und dürfte vor den bisher gebräuchlichen optischen Methoden (optisches Telephon, Vibrationsgalvanometer, die mit Spie-

gel und Skale oder Projektion arbeiten), die direkte Beobachtbarkeit voraus haben.

Auch scheint mir die Methode die weitgehendste Steigerung der Empfindlichkeit zuzulassen, da es hier nicht auf die Messung von Strömen, sondern von Spannungen ankommt, welch letztere ja durch einen geeigneten Transformator beliebig stark vergrößert werden können. Praktisch wird allerdings dieser Steigerung insofern eine Grenze gesetzt sein, als ja das Elektrometer durch die wechselnde Ladung und Entladung auch etwas Strom konsumiert. Letzterer ist aber außerordentlich viel kleiner als bei irgendeinem Galvanometer, namentlich, wenn es sich um die Aufladung einer so kleinen Kapazität handelt, wie sie das Wulfsche Elektrometer repräsentiert. Obige Meßresultate sind, wie hier bemerkt sei, mit einem Induktor von etwa 20 cm Schlagweite gewonnen. Für weniger genaue Messungen genügt auch schon ein Ruhmkorff von etwa 1 cm.

Die Schaltung der Fig. 1 läßt sich offenbar für alle Arten von Elektrometern, die genügend

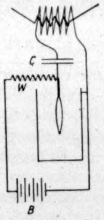


Fig. 2.

geringe Trägheit besitzen, verwenden, insbesondere also für alle Fadeninstrumente. Bloß muß, falls keine besondere Einrichtung zur Benutzung einer Hilfsspannung vorhanden ist, eine kleine Modifikation in der Schaltung eintreten. Die Verwendung eines Hilfskonduktors läßt sich zum Beispiel auf folgende Weise umgehen. Man schaltet zwischen Hilfsbatterie B und Elektrometer (Fig. 2) einen so großen Widerstand W, daß das Elektrometer sich nur langsam auflädt, etwa ein kurzes Stück Packschnur. Zugleich verbindet man das Elektrometer mit einem kleinen Plattenkondensator C. Es erscheint aus dem oben schon erwähnten Grunde angebracht, hierfür keine zu große Kapazität zu nehmen, da sonst ein zu starker Ladungsstrom verbraucht und damit die Wirkung des Transformators herabgesetzt würde.

Die Messungen sind hier, wie schon bemerkt, mit Wechselstrom von nur 50 Perioden ausgeführt. Die Methode läßt sich aber offenbar auch für höhere Frequenzen verwenden. Ich habe jedoch keine Versuche darüber gemacht, bis zu welcher Grenze die Beweglichkeit der Quarzfäden zu gehen erlaubt. Immerhin habe ich noch eine Messung mit unterbrochenem Gleichstrom ausgeführt. Als Meßstrom diente hier der Strom von einigen Akkumulatoren unter Zwischenschaltung eines Hammerunterbrechers. Damit letzterer funktioniert, muß der Strom allerdings stets auf einer bestimmten Höhe gehalten werden, was namentlich bei der Messung größerer Widerstände Schwierigkeiten verursachen würde. Man wird daher als Meßstrom besser transformierten unterbrochenen Gleichstrom verwenden, wie denn überhaupt die Schaltung im einzelnen noch mancher Variation fähig ist.

Jedenfalls dürfte das Vibrations-Elektrometer zur Messung jeder Art von Wechselstromwiderständen (Kapazitäten, Selbstinduktionen) geeignet sein. Nicht nur vollkommene Kompensation in der Brückenanordnung läßt sich natürlich erkennen; auch in Fällen, wo dies nicht zu erreichen ist, wie bei der Widerstandsmessung von Flüssigkeiten, läßt sich leicht auf das Vibrationsminimum einstellen. Indem man letzteres direkt mißt, kann man die Abweichungen vom idealen Fall bestimmen. Da sich die Methode sehr empfindlich machen läßt, so ist zu hoffen, daß der Meßbereich der Wheatstoneschen Brücke hierdurch erweitert werden kann (z. B. Messung sehr kleiner Kapazitäten bezw. kleiner Kapazitätsunterschiede).

Nach allem dürfte es im Interesse einer allgemeineren Verwendung wünschbar sein, spezielle Nullinstrumente für die Brückenanordnung zu konstruieren, wodurch der unter Umständen vielleicht hinderliche hohe Preis der geeichten, mit Meßskala ausgerüsteten Fadeninstrumente in Wegfall käme.

Zum Schluß möchte ich noch auf eine naheliegende, analoge Meßanordnung für Gleichstrom hinweisen. Hier hat man zwar bereits gelegentlich empfindliche Quadrantelektrometer als Nullinstrumente in der Brücke verwendet. Benutzt man aber etwa einen Einsteinschen Potentialmultiplikator, so wird, wie in unserem Falle durch den Transformator, die geringe Spannungsdifferenz vervielfacht. Hierdurch ist man in der Lage, auch dort ein wenig empfindliches Elektrometer zu verwenden.

Zürich, Physikal. Institut der Universität, März 1912.

(Eingegangen 8. März 1912.)

Über die Verteilung der β-Strahlen auf die einzelnen Produkte des aktiven Niederschlags des Thoriums.

Von Otto Hahn und Lise Meitner.

Die Zuteilung der β-Strahlen auf die einzelnen Produkte des aktiven Niederschlags des Thoriums wurde auf Grund verschiedener Arbeiten der letzten Jahre als ziemlich sichergestellt betrachtet. v. Lerch[1]) hatte zuerst den Nachweis erbracht, daß außer den länger bekannten, durchdringenden β-Strahlen, die dem ThB zugeschrieben wurden, ThA leichter absorbierbare β-Strahlen emittiert. Eine eingehendere Untersuchung dieser Strahlen ist dann von uns[2]) durchgeführt worden. In derselben wurde die Beteiligung und Absorbierbarkeit der β-Strahlen von ThA und ThB verglichen. In einer späteren Mitteilung, in der über die Entdeckung des ThD[3]) berichtet wurde, zogen wir aus als „vorläufig" bezeichneten Absorptionsversuchen den Schluß, daß die gesamte durchdringende β-Strahlung des aktiven Niederschlages vom ThD herrühre. Dementsprechend würde sich die β-Strahlung des aktiven Niederschlages auf die Produkte ThA und ThD verteilen. In diesem Sinne wurden auch die magnetischen Spektra der β-Strahlen beim Thoriumniederschlag[4]) gedeutet. Neuere Untersuchungen von uns zeigen indes, daß die durchdringenden β-Strahlen des Thoriumniederschlags nicht nur vom ThD, sondern auch vom ThB herrühren.

Bevor wir auf die Beweisführung hierfür eingehen, sei eine kurze Bemerkung betreffs der Nomenklatur eingefügt.

Nach den neuesten Forschungen im Rutherfordschen[5]) Institut wandelt sich die Thoriumemanation nicht direkt in den 10,6 Stundenkörper (ThA) um, sondern zunächst in eine α-strahlende Substanz von 0,14 Sekunden Halbwertperiode. Daher muß nach Rutherfords Vorschlag das bis jetzt als ThA bezeichnete Produkt ThB genannt werden und auch die Bezeichnung der folgenden Produkte entsprechend verschoben werden. Da aber dieses kurzlebige Produkt für unsere Untersuchungen keine Rolle spielt, soll hier, um die Bezugnahme auf unsere früheren Arbeiten zu erleichtern, an der alten Nomenklatur festgehalten werden. Wir bezeichnen also mit ThA den Körper von 10,6 Stunden Halbwertszeit, mit $ThB + C$ bzw. ThD den Körper von 60 Min. bzw. 3,1 Min. Halbwertszeit.

Der Nachweis, daß auch ThD freies $ThB + C$ durchdringende β-Strahlen emittiert, wurde nach zwei verschiedenen Methoden erbracht. Erstens wurden die unter gleichen Bedingungen aufgenommenen Absorptionskurven für die β-Strahlen von ThD und $ThB + C + D$ miteinander verglichen. Wenn nur ThD β-Strahlen emittiert, müssen die Absorptionskurven in beiden Fällen identisch sein. Besitzt aber auch $ThB + C$ β-Strahlen, so ist, da sowohl nach den seit langem verschiedentlich ausgeführten Absorptionsmessungen als auch nach den neuerlichen Aufnahmen der magnetischen β-Strahlenspektren, die β-Strahlen der einzelnen Produkte sich in ihren Geschwindigkeiten und daher auch in ihrem Durchdringungsvermögen unterscheiden, für $ThB + C + D$ eine andere Absorptionskurve zu erwarten als für ThD allein.

Der zweite Weg bestand in der gleichzeitigen Aufnahme der β- und γ-Anstiegskurven für ursprünglich ThD freies Thorium $B + C$[1]).

1. Absorptionskurven.

Das ThD wurde nach der Rückstoßmethode gewonnen, indem dem positiv geladenen aktiven Niederschlag $ThA + B + C + D$ eine negativ geladene Zinnfolie gegenübergebracht wurde. Mit den so erhaltenen Präparaten wurden verschiedene Absorptionskurven in der in unseren früheren Arbeiten angegebenen Weise aufgenommen. Als absorbierendes Material wurden Aluminiumfolien von 0,05 mm Dicke verwendet. Selbstverständlich wurde der zeitliche Abfall des ThD berücksichtigt.

Eine der erhaltenen Absorptionskurven zeigt Fig. 1, Kurve a. Als Ordinaten sind die Logarithmen der Aktivität in willkürlichem Maße, als Abszissen die Anzahl der Alumininiumfolien aufgetragen. Die Kurve zeigt den bekannten exponentiellen Abfall, und zwar wird die Intensität durch je 6,5 Aluminiumfolien auf die Hälfte ihres Betrages herabgedrückt.

Bei der kurzen Lebensdauer des ThD kann man die Absorptionskurven natürlich nicht beliebig weit aufnehmen; denn wenn die einzelne

1) F. v. Lerch, Wien. Ber. 116, 1443—1450.

2) O. Hahn und L. Meitner, diese Zeitschr. 9, 321—333, 1908.

3) O. Hahn und L. Meitner, Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 55—62, 1909.

4) O. v. Baeyer, O. Hahn und L. Meitner, diese Zeitschr. 12, 273—279, 1911.

5) H. Geiger, Phil. Mag. (6) 22, 201—204, 1911; E. Rutherford und H. Geiger, Phil. Mag. (6) 22, 621 bis 629, 1911.

1) Die Emission von durchdringenden β-Strahlen seitens $ThB + C$ kann auch daraus als wahrscheinlich gefolgert werden, daß die durch Rückstoß erhaltene Menge an ThD, wenn man sie aus der β-Aktivität bestimmt, viel geringer ist, als zu erwarten wäre, wenn ThD allein durchdringende β-Strahlen aussendete. Die frühere Angabe des einen von uns (O. Hahn, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. 7, 303, 1910), daß 75 Proz. der theoretischen Ausbeute an ThD erhalten werden, ist daher für die β-Aktivität nicht richtig.

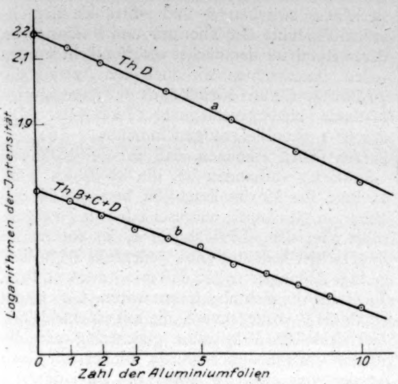


Fig. 1.

Messung länger als eine Minute dauert, so ändert sich die Intensität des Präparates während der Messung so sehr, daß die unvermeidlichen Fehler in der Mittelwertsbestimmung der Intensität zu groß sind, um noch verwendbare Resultate zu geben. Die uns zur Verfügung stehenden *ThD*-Mengen waren aber genügend stark, um die Kurven bis zu 10 Aluminiumfolien zu verfolgen, wobei die zahlreich aufgenommenen Kurven untereinander sehr gute Übereinstimmung zeigten.

Zum Vergleich wurden nun Kurven mit *ThB + C + D* aufgenommen. Das *ThB* wurde nach der v. Lerchschen Methode durch Niederschlagen auf Nickel hergestellt. Da hierbei das *ThD*[1]) in Lösung bleibt, so nimmt die Aktivität anfangs zu, und erst nach etwa 30 Minuten erfolgt die Abnahme exponential mit 60 Minuten Halbwertszeit. Daß bei dieser Herstellungsweise tatsächlich reines *ThB + C + D* ohne *ThA* abgeschieden wird, wurde des öfteren durch Abklingungsmessungen kontrolliert. Die Absorptionskurven wurden immer erst dann aufgenommen, wenn das *ThB + C* mit dem *ThD* im Gleichgewicht war. Eine auf diese Weise erhaltene Kurve ist in Fig. 1, Kurve *b*, wiedergegeben. Auch diese Kurve zeigt einen exponentiellen Verlauf, aber ihre Neigung ist geringer als die der Kurve *a*, und die Strahlungsintensität sinkt hier erst nach 8,3 Aluminiumblättern auf die Hälfte. Das beweist, daß *ThB + C* β-Strahlen emittiert, deren Durchdringungsvermögen größer ist als das der β-Strahlen des *ThD*. Zu bemerken ist, daß auch die Absorptionskurven mit *ThA + B + C + D*, abgesehen von dem ersten steilen, von *ThA* herrührenden Abfall dieselbe Neigung zeigen wie die *ThB + C + D*-Kurven. (Der Schluß von der Neigung der Kurven auf die Durchdringbarkeit der Strahlen ist selbstverständlich einwandfrei und ganz unabhängig von unserer früheren und von uns selbst bereits auf Grund der photographischen Versuche als unzulässig erklärten Voraussetzung[1]), daß das Exponentialgesetz ein Kriterium für die Homogenität der Strahlen sei.)

2. Anstiegskurven.

Wenn es gelingt, ganz reines *ThB + C* frei von *ThD* herzustellen, so muß man durch Aufnahme der β-Anstiegskurve ebenfalls entscheiden können, ob *ThB + C* β-Strahlen emittiert, und zu welchem Betrage sie sich unter den gewählten Versuchsbedingungen an der Ionisation beteiligen. Besitzt nämlich *ThB + C* β-Strahlen, so wird für ursprünglich *ThD* freies *ThB + C* die β-Aktivität nicht von Null, sondern von dem dem *ThB* zugehörigen Betrag an ansteigen; besitzt es keine β-Strahlung, so geht die Anstiegskurve zur Zeit Null (= Zeit der Abtrennung des *ThD*) durch den Nullpunkt. Da bei der Abscheidung von *ThB* durch Kochen von Nickel in der Lösung des aktiven Niederschlages *ThD* in Lösung bleibt, so ist damit die Möglichkeit gegeben, *ThD* freies *ThB* herzustellen. Wir haben eine große Zahl von β-Anstiegskurven mit derart hergestellten *ThB*-Präparaten aufgenommen, wobei natürlich möglichst schnell (meistens eine halbe Minute) nach der Entfernung aus der Lösung die erste Messung gemacht wurde. Obwohl die Expositionsdauer der Nickelbleche in der Lösung zwischen 1 Sekunde und mehreren Minuten variiert wurde, zeigten die erhaltenen Anstiegskurven alle den gleichen Verlauf. Sie stiegen nicht von Null, sondern von der Intensität etwa 70 an, wenn man die Intensität im Maximum gleich 100 setzt. Diese Unabhängigkeit von der Expositionsdauer macht es schon sehr wahrscheinlich, daß die zur Zeit Null vorhandene β-Aktivität nicht von teilweise mit ausgeschiedenem *ThD* herrührt, da eine Änderung der Expositionsdauer im Verhältnis von 1 : 300 bei der Verschiedenheit der Halbwertszeiten von *ThB* und *ThD* jedenfalls die Menge des mit ausgeschiedenen *ThD* beeinflußt hätte.

Eine der erhaltenen Kurven ist in Fig. 2, Kurve *a*, wiedergegeben. Das hierzu verwendete Nickelblech war 6 Sekunden lang in der Lösung gekocht worden. Die Kurve zeigt als Nullwert

1) L. Meitner, diese Zeitschr. 12, 1094—1099, 1911.

1) v. Baeyer, Hahn und Meitner, diese Zeitschr. 12, 273—279, 1911.

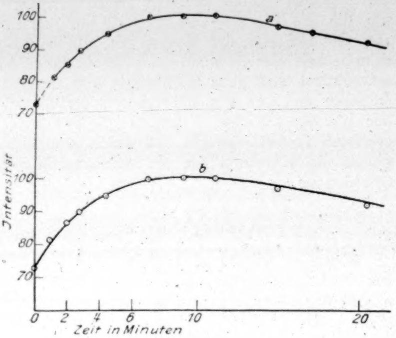


Fig. 2.

der β-Aktivität den Wert 72,8, das Maximum wurde nach etwa 10 Minuten erreicht.

Unter der Annahme, daß die β-Aktivität zur Zeit Null von ThB herrührt, muß sich die Anstiegskurve nach der Formel:

$$J = A e^{-\lambda_1 t} + B(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

berechnen lassen, wobei λ_1 und λ_2 die Zerfallskonstanten von $ThB + C$ und ThD, A die β-Aktivität von $ThB + C$ zur Zeit Null und B eine Konstante bedeutet, die sich ermitteln läßt, wenn man aus den experimentellen Kurven die Zeit des Maximums entnimmt. Die auf diese Weise berechnete theoretische Kurve zeigt Fig. 2, Kurve b. A wurde bei der Berechnung der oberen Kurve entsprechend gleich 72,8 gesetzt, die Zeit des Maximums zu 10 Minuten angenommen, woraus sich der Wert für B zu 44,5 berechnet. Die experimentellen Punkte der oberen Kurve sind als Kreise in die theoretische Kurve eingetragen und fallen mit dieser in sehr befriedigender Weise zusammen.

Hätte ThB keine β-Strahlen, so müßte die Anstiegskurve nach der Formel berechnet werden: $J = B(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$. Das Maximum der Intensität müßte in diesem Fall nach 15 Minuten eintreten, und da es in den experimentellen Kurven nach 10 Minuten eintritt, so müßte zur Zeit Null eine ThD-Menge vorhanden sein, die der Nachbildung in 5 Minuten entspricht, d. h. etwa 68 Proz. ThD müßten stets mit dem $ThB + C$ auf Nickel niedergeschlagen werden. Abgesehen davon, daß dies, wie schon betont wurde, wegen der Unabhängigkeit der Anstiegskurven von der Expositionsdauer sehr unwahrscheinlich ist, konnten wir durch Messung der γ-Anstiegskurve auch den direkten Beweis erbringen, daß die zur Zeit Null vorhandene β-Strahlung von $ThB + C$ herrührt.

Gelegentlich einer Untersuchung über die Beziehung zwischen β- und γ-Strahlen der einzelnen Produkte der Thorium- und Radiumreihe, deren Resultate demnächst veröffentlicht werden sollen, untersuchten wir auch den Anstieg der γ-Aktivität für auf Nickel nach der angegebenen Methode niedergeschlagenes $ThB + C$. Die durch 1 cm Blei aufgenommenen γ-Strahlenkurven ließen erkennen, daß zur Zeit Null eine -Strahlung vorhanden ist, die höchstens 5 bis 10 Proz. der Maximalintensität beträgt. Ob dieselbe von gleichzeitig ausgeschiedenem ThD herrührt oder dem ThB angehört, ist für unsere Zwecke hier bedeutungslos. Jedenfalls zeigt diese geringe Anfangsaktivität, daß mindestens 90 Proz. ThD ursprünglich abgetrennt waren. Gleichwohl ergab die β-Anstiegskurve, die mit einem kleinen Teil desselben Präparates gleichzeitig wie die γ-Kurve aufgenommen wurde, wieder nur einen Anstieg von etwa 70 auf 100. Zwei derartig gleichzeitig aufgenommene Anstiegskurven sind in Fig. 3, Kurve a und b, wiedergegeben. Das Maximum ist in beiden Kurven wieder gleich 100 gesetzt.

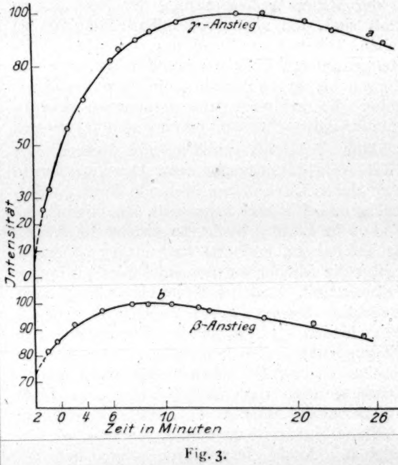


Fig. 3.

Das verwendete Präparat war durch 10 Minuten langes Kochen von Ni in der Lösung gewonnen worden.

Kurve a entspricht dem Anstieg der γ-Aktivität. Der für die Zeit Null extrapolierte Wert liegt bei etwa 5, das Maximum wird zwischen 14 und 16 Minuten erreicht, also zu einer Zeit, die schon sehr nahe dem theoretischen Wert für ThD freies ThB, falls dieses selbst keine Strahlen emittiert, entspricht.

Kurve b stellt den β-Anstieg dar, der sich von etwa 73 bis 100 erstreckt. Da wir oben gezeigt haben, daß, wenn man die geringe Zunahme der β-Aktivität auf ursprünglich vorhandenes ThD zurückführen will, zur Zeit Null etwa 68 Proz. ThD vorhanden gewesen sein müßten, aus den γ-Anstiegskurven aber die Anwesenheit von höchstens 5 Proz. ThD sich ergibt, so folgt mit Notwendigkeit, daß ThB durchdringende β-Strahlen emittiert. Unter Berücksichtigung des Umstandes, daß während der Nachbildung des ThD ein gewisser Bruchteil ThB zerfällt, berechnet sich die Beteiligung der ThB-β-Strahlen an der Ionisation aus der oben angegebenen Kurve zu etwa 65 Proz. der gesamten β-Strahlung von $ThB+C+D$ im Gleichgewicht; die β-Strahlen von $ThB+C$ sind also unter den von uns gewählten Versuchsbedingungen etwa doppelt so stark wirksam wie die von ThD. Auf die nach den obigen Angaben sehr geringe Beteiligung des $ThB+C$ an der γ-Aktivität im Verhältnis zu seiner starken β-Strahlung und die damit verknüpften Fragen hoffen wir bei anderer Gelegenheit zurückzukommen. Aus der so berechneten Beteiligung läßt sich auch das relative Durchdringungsvermögen der β-Strahlen von $ThB+C$ bestimmen. Da nach den erwähnten Befunden die β-Strahlen von $ThB+C+D$ durch 8,3 Aluminiumfolien von 0,5 mm Dicke zur Hälfte absorbiert werden, die von ThD durch 6,5 Folien und das Verhältnis der Beteiligung ohne Aluminiumfolien 65 : 35 beträgt, so ergibt sich durch eine einfache Rechnung, daß die β-Strahlen von $ThB+C$ nach Durchdringen von 9,6 Folien die Hälfte ihrer Intensität einbüßen.

Zusammenfassung der Resultate.

Die durchdringenden β-Strahlen (über 72 Proz. Lichtgeschwindigkeit) des aktiven Niederschlags des Thoriums rühren nicht nur von ThD her, sondern werden auch, und zwar zum größeren Teil, von $ThB+C$ (60 Minuten Halbwertszeit) emittiert. Die β-Strahlen von $ThB+C$ beteiligen sich bei unseren Versuchsbedingungen fast doppelt so stark wie die des ThD, und ihr bei der von uns gewählten Anordnung elektroskopisch bestimmtes Durchdringungsvermögen läßt sich aus nachstehenden Zahlen erkennen:

$Th(B+C+D)$	wird durch etwa 0,41 mm Aluminium zur Hälfte absorbiert.
ThD allein	durch etwa 0,32 mm Aluminium.
$ThB+C$ allein	durch etwa 0,48 mm Aluminium.

Chemisches Institut der Universität Berlin.

(Eingegangen 19. März 1912.)

Das Feld des Poyntingschen Vektors bei der Interferenz von zwei ebenen Lichtwellen in einem absorbierenden Medium.

Von S. Boguslawski.

In mehreren in den letzten Jahren erschienenen Arbeiten wird der Poyntingsche Vektor herangezogen, um der Behandlung gewisser optischer und strahlungstheoretischer Probleme eine anschaulichere Form zu geben, als es auf andere Weise möglich ist. Eichenwald[1]) und Schaefer und Groß[2]) untersuchten auf diese Weise die Energieströmung bei der Totalreflexion. Wood[3]) und Mason[4]) behandelten die Interferenz des von zwei isochronen Dipolen entsandten Lichts. Born und Ladenburg[5]) haben denselben Weg eingeschlagen, um den Energiefluß durch die Trennungsfläche zweier absorbierender Medien zu untersuchen, wobei sie angenommen haben, daß eine polarisierte Welle senkrecht auf die Grenzfläche auffällt.

Herr Dr. Born hat mich aufgefordert, die analoge Rechnung für den Fall schiefer Inzidenz durchzuführen. Die Formeln, die ich gewonnen habe, gestatten manche interessante Anwendung, weshalb ich sie hier kurz mitteilen möchte.

Es sollen zwei absorbierende Media in der xy-Ebene aneinander grenzen. Die xz-Ebene sei die Einfallsebene einer einfallenden elliptisch polarisierten Welle, deren elektrische Feldstärken seien gegeben durch die reellen Teile der Ausdrücke:

$$X_e = \gamma \mathfrak{A} e^{i\nu\left(t - \frac{\alpha x + \gamma z}{o}\right)}$$

$$Y_e = \mathfrak{B} e^{i\nu\left(t - \frac{\alpha x + \gamma z}{o}\right)}$$

$$Z_e = -\alpha \mathfrak{A} e^{i\nu\left(t - \frac{\alpha x + \gamma z}{o}\right)},$$

wo o die komplexe Normalgeschwindigkeit für das betreffende Medium bedeutet, und $\mathfrak{A}$ reell vorausgesetzt werden kann, während $\mathfrak{B}$ im allgemeinen komplex sein wird. Es ergeben sich dann aus den Feldgleichungen die magnetischen Feldstärken als reelle Teile von:

$$L_e = -\frac{c\gamma}{o} Y_e; \quad M_e = \frac{c}{o\gamma} X_e; \quad N_e = \frac{c\alpha}{o} Y_e.$$

Die reflektierten elektrischen Feldstärken entstehen aus den einfallenden dadurch, daß γ durch $-\gamma$ ersetzt wird und die Amplituden mit gewissen komplexen Faktoren multipliziert wer-

1) A. Eichenwald, Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **41** (phys. Teil), 131, 1909.
2) Cl. Schaefer u. P. Groß, Ann. d. Phys. (4) **32**, 648, 1910.
3) Wood, Phil. Mag. (6) **18**, 250, 1909.
4) Mason, Phil. Mag. (6) **20**, 290, 1910.
5) M. Born u. R. Ladenburg, diese Zeitschr. **12**, 198, 1911.

den, die auf einen Amplituden- und Phasensprung an der Grenze hindeuten sollen. Die zugehörigen magnetischen Feldstärken bestimmen sich wiederum aus den Feldgleichungen.

Führt man dann die Bezeichnungen ein:

$$\mathfrak{A} = A, \quad \mathfrak{B} = B e^{\frac{i\nu\eta}{\omega}}, \quad \frac{c}{o} = \frac{c(1 - i\varkappa)}{\omega} = \varrho e^{\frac{i\nu\psi}{\omega}},$$

und nimmt die reellen Teile der gefundenen Ausdrücke, so schreiben sich die einfallenden und reflektierten Feldstärken folgendermaßen:

$$\left.\begin{aligned}
X_e &= \gamma A e^{-\frac{\varkappa\nu(\alpha x + \gamma z)}{\omega}} \cos\nu\left(t - \frac{\alpha x + \gamma z}{\omega}\right)\\
Y_e &= B e^{-\frac{\varkappa\nu(\alpha x + \gamma z)}{\omega}} \cos\nu\left(t - \frac{\alpha x + \gamma z - \eta}{\omega}\right)\\
Z_e &= -\alpha A e^{-\frac{\varkappa\nu(\alpha x + \gamma z)}{\omega}} \cos\nu\left(t - \frac{\alpha x + \gamma z}{\omega}\right)\\
L_e &= -\gamma\varrho B e^{-\frac{\varkappa\nu(\alpha x + \gamma z)}{\omega}} \cos\nu\left(t - \frac{\alpha x + \gamma z - \eta - \psi}{\omega}\right)\\
M_e &= \varrho A e^{-\frac{\varkappa\nu(\alpha x + \gamma z)}{\omega}} \cos\nu\left(t - \frac{\alpha x + \gamma z - \psi}{\omega}\right)\\
N_e &= \alpha\varrho B e^{-\frac{\varkappa\nu(\alpha x + \gamma z)}{\omega}} \cos\nu\left(t - \frac{\alpha x + \gamma z - \eta - \psi}{\omega}\right)\\
X_r &= -\gamma A R_p e^{-\frac{\varkappa\nu(\alpha x - \gamma z)}{\omega}} \cos\nu\left(t - \frac{\alpha x - \gamma z - \xi_p}{\omega}\right)\\
Y_r &= B R_s e^{-\frac{\varkappa\nu(\alpha x - \gamma z)}{\omega}} \cos\nu\left(t - \frac{\alpha x - \gamma z - \eta - \xi_s}{\omega}\right)\\
Z_r &= -\alpha A R_p e^{-\frac{\varkappa\nu(\alpha x - \gamma z)}{\omega}} \cos\nu\left(t - \frac{d x - \gamma z - \xi_p}{\omega}\right)\\
L_r &= \gamma\varrho B R_s e^{-\frac{\varkappa\nu(\alpha x - \gamma z)}{\omega}} \cos\nu\left(t - \frac{\alpha x - \gamma z - \eta - \xi_s - \psi}{\omega}\right)\\
M_r &= \varrho A R_p e^{-\frac{\varkappa\nu(\alpha x - \gamma z)}{\omega}} \cos\nu\left(t - \frac{\alpha x - \gamma z - \xi_p - \psi}{\omega}\right)\\
N_r &= \alpha\varrho B R_s e^{-\frac{\varkappa\nu(\alpha x - \gamma z)}{\omega}} \cos\nu\left(t - \frac{\alpha x - \gamma z - \eta - \xi_s - \psi}{\omega}\right),
\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

wo R_s, R_p, ξ_s, ξ_p die Phasen- und Amplitudensprünge bei der Reflexion bedeuten.

Bezeichnen wir den elektrischen Vektor durch $\mathfrak{E}$ und den magnetischen durch $\mathfrak{H}$, so ist die Energieströmung gegeben durch:

$$\mathfrak{S} = \frac{c}{4\pi}[\mathfrak{E}\mathfrak{H}] = \frac{c}{4\pi}[\mathfrak{E}_e + \mathfrak{E}_r,\ \mathfrak{H}_e + \mathfrak{H}_r] = \\ = \mathfrak{S}_e + \mathfrak{S}_r + \mathfrak{S}_{er},$$

wo

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{S}_e &= \frac{c}{4\pi}[\mathfrak{E}_e\mathfrak{H}_e], \quad \mathfrak{S}_r = \frac{c}{4\pi}[\mathfrak{E}_r\mathfrak{H}_r],\\
\mathfrak{S}_{er} &= \frac{c}{4\pi}[\mathfrak{E}_e\mathfrak{H}_r] + \frac{c}{4\pi}[\mathfrak{E}_r\mathfrak{H}_e].
\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Bevor wir diese verschiedenen Bestandteile der Strömung ausrechnen, machen wir die folgende Überlegung. Es sei gegeben ein monochromatischer Strahlungszustand, der sich durch Superposition beliebig vieler, beliebig beschaffener Wellen ergeben mag. Die resultierenden elektrischen und magnetischen Feldstärken haben jedenfalls die Form:

$$a_1 \cos(\nu t + \alpha_1) + a_2 \cos(\nu t + \alpha_2) + \cdots.$$

Daraus folgt, daß die resultierende Strahlung sich aus Summanden aufbaut, die alle die Form $P\cos(\nu t + \lambda)\cos(t\nu + \mu)$ besitzen. Dies läßt sich aber schreiben:

$$\frac{P}{2}\{\cos(\lambda - \mu) + \cos(2\nu t + \lambda + \mu)\}, \quad (3)$$

d. h. die Strahlung läßt sich sofort zerlegen in einen stationären Teil und einen periodischen von der Frequenz 2ν, der im Zeitmittel verschwindet. Nur der erste Teil bedeutet einen wirklichen Transport von Energie. Dies ist dieselbe Größe, die man durch Mittelwertsbildung über eine Periode erhält und durch die man die Strahlung zu definieren pflegt. Die eingeführte Zerlegung zeigt, daß die lästige Mittelwertsbildung vermieden werden kann, wenn man von vornherein jeden Strahlungsvorgang sich zusammengesetzt denkt aus einem stationären und einem pulsierenden Bestandteil.

Nach Formel (2) berechnet sich der stationäre

Teil derjenigen Strömung, die herrschen würde, wenn die einfallende Welle allein vorhanden wäre, zu

$$|\mathfrak{S}_e| = \frac{c}{8\pi} n e^{-\frac{2\varkappa\nu(\alpha x + \gamma z)}{\omega}} (A^2 + B^2) \qquad (4)$$

und hat die Richtung der Wellennormale.

Die periodische Strömung fällt in dieselbe Richtung und stellt eine longitudinale Schwingung der Energie vor, die ganz analog der Schwingung eines Gases bei Fortpflanzung einer ebenen Schallwelle ist. Im weiteren lassen wir diese periodischen Strömungen beiseite.

Die stationäre Strömung, die der reflektierten Welle allein entsprechen würde, ergibt sich ganz analog zu

$$|\mathfrak{S}_r| = \frac{c}{8\pi} n e^{-\frac{2\varkappa\nu(\alpha x - \gamma z)}{\omega}} (A^2 R_p^2 + B^2 R_s^2). \qquad (5)$$

Größeres Interesse hat die Ausrechnung der Interferenzstrahlung $\mathfrak{S}_{er}$, deren Komponenten folgendermaßen lauten:

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{S}_{er_x} &= \frac{c}{4\pi} \alpha n e^{-\frac{2\varkappa\nu\alpha x}{\omega}} \left\{ A^2 R_p \cos\nu\left(\frac{2\gamma z + \xi_p}{\omega}\right) + B^2 R_s \cos\nu\left(\frac{2\gamma z + \xi_s}{\omega}\right)\right\} \\
\mathfrak{S}_{er_y} &= \frac{c}{4\pi} \alpha\gamma\varrho e^{-\frac{2\varkappa\nu\alpha x}{\omega}} A B \left\{ R_p \cos\nu\left(\frac{2\gamma z + \xi_p - \eta - \psi}{\omega}\right) - R_s \cos\nu\left(\frac{2\gamma z + \eta + \xi_s + \psi}{\omega}\right)\right\} \\
\mathfrak{S}_{er_z} &= \frac{c}{4\pi} \gamma\varkappa n e^{-\frac{2\varkappa\nu\alpha x}{\omega}} \left\{ A^2 R_p \sin\left(\frac{2\gamma z + \xi_p}{\omega}\right) - B^2 R_s \sin\left(\frac{2\gamma z + \xi_s}{\omega}\right)\right\}.
\end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Diese Größen hängen von y gar nicht ab. Eine Abhängigkeit von x ist nur insofern vorhanden, daß in dieser Richtung eine Schwächung der ganzen Erscheinung nach einem Exponentialgesetz stattfindet. Da dieses Gesetz für alle drei Komponenten das gleiche ist, und da sie außerdem nur lineare Funktionen von $\cos\left(\frac{2\nu\gamma z}{\omega}\right)$ und $\sin\left(\frac{2\nu\gamma z}{\omega}\right)$ sind, so liegt $\mathfrak{S}_{er}$ in einer Ebene, die gegen alle drei Koordinatenebenen in gewisser Weise geneigt ist. Die Größe dieser Strahlung wird gegeben durch die Länge eines Radiusvektors einer in dieser Ebene liegenden Ellipse, die für alle Punkte des Raumes ähnlich und ähnlich gelegen ist und für Punkte $x = \text{const}$ auch konstante Größe hat. Die Richtung dieses Radiusvektors ist periodische Funktion von z.

Auf diese Weise läßt sich der Habitus der Strömung übersehen.

Ein wichtiger Unterschied zwischen den drei Komponenten der Interferenzstrahlung besteht darin, daß sie beziehungsweise als Faktoren enthalten: n, ϱ und nk, also den reellen Teil, den Betrag und den Koeffizienten von i des komplexen Brechungsindex. Für durchsichtige Media verschwindet also die z-Komponente unter allen Umständen, während die beiden anderen endliche Werte behalten.

Die y-Komponente verschwindet in folgenden wichtigen Fällen: bei senkrechter oder streifender Inzidenz, und weiter immer dann, wenn die einfallende Welle entweder in der Einfallsebene oder senkrecht dazu polarisiert ist, d. h. wenn $A = 0$ oder $B = 0$.

Um die Bedeutung von $\mathfrak{S}_{er_x}$ zu illustrieren, wollen wir die Energieströmung in den Interferenzfransen betrachten, die auf einem Schirm erscheinen, den wir uns parallel zur yz-Ebene im Abstande $x = d$ von derselben aufgestellt denken. Wir werden die örtliche Verteilung der auf den Schirm auffallenden Energie studieren. Diese Energie ist offenbar gegeben durch: $S = (\mathfrak{S}_{e_x} + \mathfrak{S}_{r_x}) + \mathfrak{S}_{er_x}$, wo $x = d$ einzusetzen ist. Wir nehmen zunächst eine senkrecht zur Einfallsebene polarisierte Welle, d. h. $B = 0$. In diesem Falle ist

$$S = \frac{\alpha c}{4\pi} n e^{-\frac{2\varkappa\nu\alpha d}{\omega}} A^2 R_p \left(\mathfrak{Cof}\left(\frac{2\varkappa\nu\gamma z}{\omega} + \lg R_p\right) + \cos\nu\left(\frac{2\gamma z + \xi_p}{\omega}\right)\right). \qquad (7)$$

Die auf dem Schirme zu beobachtende Erscheinung stellt sich also dar als Superposition eines nach z periodischen und aperiodischen Teiles.

Im Falle fehlender Absorption degeneriert $\mathfrak{Cof}$ zu einer Konstante, und der auffallende Energiestrom schreibt sich:

$$S = \frac{\alpha c}{8\pi} n A^2 \left(1 + R_p^2 + 2 R_p \cos\nu\left(\frac{2\gamma z + \xi_p}{\omega}\right)\right).$$

Die eingeklammerte Größe schwankt periodisch mit z zwischen den Extremwerten $(1 + R_p)^2$ und $(1 - R_p)^2$. Ist $R_p = 1$, d. h. ist die Reflexion eine vollständige, so herrscht in den Minimumstellen vollkommene Dunkelheit. Die Breite der Interferenzfransen beträgt $\frac{\pi\omega}{\nu\gamma}$; daraus folgt, daß in der Nähe der streifenden (gegen die spiegelnde Ebene) Inzidenz die Breite der Fransen verhältnismäßig groß werden kann.

Mit $R_p = 1$ und γ klein gesetzt enthält Formel (7) die Beschreibung der Intensitätsverteilung in den Interferenzfransen beim Fresnel-

schen Versuch, bei welchem zwei Strahlen von derselben Lichtquelle zur Interferenz gelangen, nachdem sie an zwei nahezu parallelen Spiegeln reflektiert worden sind.

In dem Falle, wenn $A = 0$ und $B \neq 0$, d. h. wenn die Strahlung in der Einfallsebene polarisiert ist, findet eine analoge Erscheinung statt. Die Fransenbreite bleibt die nämliche, nur ist einerseits die Intensitätsverteilung innerhalb der Fransen eine verschiedene (wegen $R_s \neq R_p$), und andererseits ist auch die Lage der Fransen verschoben (wegen $\xi_s \neq \xi_p$). Enthält das einfallende Licht beide Schwingungskomponenten, so superponieren sich die beiden Fransensysteme, und die ganze Interferenzerscheinung wird dadurch weniger deutlich.

Um die Bedeutung von $\underset{y}{\mathfrak{S}_{er}}$ klarzulegen, wollen wir einen Schirm in die Einfallsebene stellen und annehmen, daß die Erscheinung dadurch nicht gestört wird. Zu dem auf diesen Schirm fallenden Energiestrom liefern $\mathfrak{S}_e$ und $\mathfrak{S}_r$ keinen Beitrag. Die gesamte Strömung durch diese Ebene rührt also von $\underset{y}{\mathfrak{S}_{er}}$ her. Sie ist periodisch nach der z-Richtung mit der Periode $\frac{\pi\omega}{\gamma\nu}$, wie im vorigen Beispiel. Sie ist aber abwechselnd positiv und negativ. Vielleicht läßt sie sich auch experimentell feststellen.

In $\underset{z}{\mathfrak{S}_{er}}$ haben wir eine Strahlung, die nur bei absorbierenden Körpern auftreten kann. Sie bringt für die Theorie insofern eine Komplikation mit sich, weil die durch die Grenzflächen hindurchgehende Energie nicht mehr genau gleich der Differenz der einfallenden und reflektierten Energie gesetzt werden darf, sondern sich von dieser eben um jenes $\underset{z}{\mathfrak{S}_{er}}$ unterscheidet[1]). Indessen hat diese Abweichung nur dort praktische Bedeutung, wo die Absorption des Mediums so stark ist, daß schon auf einer Strecke von der Größe einer Wellenlänge eine merkliche Schwächung der Amplituden eintritt. Es folgt das daraus, daß der Ausdruck

$$\underset{z_0}{\mathfrak{S}_{er}} = \frac{c}{4\pi} n\varkappa\gamma e^{-\frac{2\varkappa\nu\alpha x}{\omega}} \left\{A^2 R_p \sin\left(\frac{\nu\xi_p}{\omega}\right) - B^2 R_s \sin\left(\frac{\nu\xi_s}{\omega}\right)\right\}$$

den Faktor $\varkappa$ enthält, der von der Größenordnung desjenigen echten Bruches ist, der den beim Durchlaufen der Strecke λ verloren gehenden Teil der Amplitude angibt. (Der Faktor $\frac{c}{4\pi}$ kommt dabei nicht in Betracht. Er kommt bei allen Strahlungsformeln vor und hängt lediglich mit dem angewandten Maß zusammen.) Es wird das Gesagte noch deutlicher, wenn an Stelle von $\varkappa$ die Leitfähigkeit gemäß der Formel

$$\frac{n\varkappa}{2\pi} = \frac{\sigma}{n\nu}$$

oder

$$c \cdot n\varkappa = 2\pi \frac{c}{\nu} \cdot \frac{\sigma}{n} = \frac{\lambda\sigma}{n}$$

eingeführt wird. Es ist auf diese Weise die Interferenzstrahlung auf der Grenzfläche

$$\underset{z_0}{\mathfrak{S}_{er}} = \frac{\lambda\sigma}{4\pi n}\gamma e^{-\frac{2\varkappa\nu\alpha x}{\omega}} \left\{A^2 R_p \sin\left(\frac{\nu\xi_p}{\omega}\right) - B^2 R_s \sin\left(\frac{\nu\xi_s}{\omega}\right)\right\}.$$

Ist σ nicht übermäßig groß, so ist dieser Ausdruck klein. Aber sobald die Leitfähigkeit sich der metallischen irgendwie nähert, fängt diese Interferenzstrahlung an, eine wichtige Rolle zu spielen.

Als interessantes Beispiel für die physikalischen Wirkungen von $\underset{z}{\mathfrak{S}_{er}}$ kann die Lippmannsche Farbenphotographie dienen. In unseren obigen Formeln sind in der einen Konstanten $\varkappa$ alle Wirkungen der Materie zusammengefaßt, die dem regelmäßigen elektromagnetischen Wellenzuge Energie zu entziehen vermögen, um dieselbe zu zerstreuen oder in eine andere Art Energie zu verwandeln. Insbesondere kann die elektromagnetische Energie in chemische Energie umgesetzt werden[1]).

Bei dem Lippmannschen Prozeß sucht man die lichtempfindliche Schicht möglichst durchsichtig zu machen. Wir werden jedenfalls die qualitative Seite der Erscheinung richtig erfassen, wenn wir annehmen, daß die gesamte in der Schicht stattfindende Schwächung des Wellenzuges auf photochemischen Wirkungen beruht.

Der Einfachheit halber wollen wir die Erscheinung in der Mitte der photographischen Platte betrachten, wo die Strahlung senkrecht auffällt. Die schiefe Inzidenz bringt wenig Neues, verglichen mit diesem einfachen Fall. Wir setzen auch $B = 0$. In diesem Fall sieht die Gesamtstrahlung so aus:

1) Vgl. Born u. Ladenburg, l. c.

1) Aber auch dann, wenn die Wirkung des Lichts eine rein auslösende ist, wenn also der Energieinhalt des Stoffes nach der Einwirkung des Lichtes kleiner sein kann als vor derselben, ist eine Schwächung des regelmäßigen Wellenzuges zu erwarten.

$$\mathfrak{S}_z = \mathfrak{S}_{e_z} + \mathfrak{S}_{r_z} + \mathfrak{S}_{er_z} =$$
$$= \frac{c}{8\pi} n A^2 \left(e^{-\frac{2\varkappa \nu z}{\omega}} - R_p^2 e^{+\frac{2\varkappa \nu z}{\omega}} + \right.$$
$$\left. + 2\varkappa R_p \sin \nu \left(\frac{2z + \xi_p}{\omega} \right) \right).$$

Der Vorgang ist stationär. Deshalb bietet die negativ genommene Divergenz des Vektors $\mathfrak{S}$ ein direktes Maß für die in einem Punkte stattfindende Schwächung der regelmäßigen Strahlung, d. h. in unserem Fall für die photochemische Einwirkung. Es ist

$$-\operatorname{div} \mathfrak{S} = -\frac{\partial \mathfrak{S}_z}{\partial z} =$$
$$= \frac{n^2 \varkappa \nu}{2\pi} \cdot A^2 R_p \left(\mathfrak{Cof} \left(\frac{2\varkappa \nu z}{\omega} + \lg R_p \right) - \right.$$
$$\left. - \cos \nu \left(\frac{2z + \xi_p}{\omega} \right) \right).$$

Man sieht daraus, daß die photochemische Einwirkung zwar nie eine rein periodische Funktion von z sein kann, daß sie aber doch Maxima und Minima aufweist, die nach der Entwickelung der Platte entsprechende Schwankungen der optischen Konstanten bedingen. Dies reicht dazu aus, um das einfallende weiße Licht nach der Reflexion farbig erscheinen zu lassen.

Am Schluß sei noch eine Bemerkung hinzugefügt. Unsere Rechnung ist eigentlich allgemeiner geführt, als es dem speziellen Problem der Reflexion entspricht. Unsere Resultate bleiben gültig für zwei ganz beliebige elliptisch polarisierte ebene Wellenzüge. Wir haben nämlich die Größen R_p, R_s, ξ_p, ξ_s als voneinander unabhängig betrachtet. Bei der Reflexion sind sie es nicht, da sie alle Funktionen von nur drei Parametern sind: dem Einfallswinkel und den zwei optischen Konstanten des zweiten Mediums. Es können also nicht zwei beliebige Wellen als durch eine Reflexion auseinander entstanden betrachtet werden.

Göttingen, Februar 1912.

(Eingegangen 8. März 1912.)

Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinnern.

(Zweite Mitteilung[1]).)

Nachweis eines Grundwasserspiegels.

Von Heinrich Löwy und Gotthelf Leimbach.

Im Dezember 1910 haben wir aus den Alkaliwerken in Ronnenberg bei Hannover nach der benachbarten „Gewerkschaft Deutschland" in Weetzen durch das zwischenliegende Gestein (Salze, Anhydrit, Ton) hindurchtelegraphiert. Sender und Empfänger waren in Tiefen von 560 m bezw. 450 m (in den mit 1210 bezw. 0 bezeichneten Strecken Fig. 1) aufgestellt. Der mittlerweile fertiggestellte Verbindungsquerschlag war um jene Zeit erst bis zu den in Fig. 1 bezeichneten Punkten, das ist auf eine gegenseitige Distanz von 360 m vorgetrieben. Beiderseits wurden symmetrische Antennen von 2×80 m Länge verwandt, die horizontal an dem Gesteinsstoß entlang ausgespannt wurden. Aus Laboratoriumsapparaten, die uns von Herrn Prof. H. Th. Simon (Institut für angewandte Elektrizität, Göttingen) für die Dauer der Weihnachtsferien freundlichst zur Verfügung gestellt waren, haben wir uns einen Sender für Stoßerregung zusammengebaut[1]). Am Empfänger haben wir einen Bleiglanz-Tellur-Detektor benutzt. Das Ergebnis der Versuche, die Anfang Januar abgebrochen werden mußten, ist in der folgenden Übersicht enthalten:

Distanz: 1210 m

λ_0 Wellenlänge (in Luft): 700 m

Sender {Antenne: 2×80 m
Strom: 0,8 Amp.

Empfänger {Antenne: 2×80 m
Strom: 1 Skt. ($= 3 \cdot 10^{-7}$ Amp.).

Diesen Versuch hat Herr Zenneck auf der Naturforscherversammlung in Karlsruhe — mit Hinblick auf die große Länge der verwandten Antennen — als einen Mißerfolg bezeichnet[2]). Aber es geht nicht an, ein derartiges Experiment so in Bausch und Bogen bloß nach der Länge der Antennen abzuurteilen. Man muß doch die gesamten Verhältnisse am Sender und Empfänger berücksichtigen, die bei unserer in Eile zusammengestellten Apparatur mancher Verbesserung fähig gewesen wären. Vor allem ist aber zu beachten, daß man sich innerhalb eines Bergwerkes in einer ganz neuartigen Situation befindet, die einen Vergleich mit dem analogen Versuche über Erde nicht ohne weiteres gestattet. In derselben Ebene wie die Antenne ist ein weitausgedehntes Schienennetz ausgebreitet, das die Ausstrahlung in ungünstiger Weise beeinflußt; und wir müssen den Direktionen der genannten Werke zu besonderem Danke verpflichtet sein, daß sie uns wenigstens in den Strecken, wo die Antennen ausgespannt waren, die Schienen auf ca. 200 m entfernen ließen. Man nehme solch ein Riesendrahtnetz und stelle dasselbe senkrecht zum Erdboden

1) „Erste Mitteilung", diese Zeitschr. 11, 697, 1910.

1) Auch den Herren Dr. H. Busch und Dr. M. Reich sind wir für freundliche Ratschläge bei Zusammenstellung der Apparatur zu herzlichem Dank verpflichtet.

2) H. Löwy, „Die Fizeausche Methode zur Erforschung des Erdinnern". Diese Zeitschr. 12, 1001, 1911. Als Distanz habe ich in diesem Vortrage irrtümlicherweise 1800 m angegeben.

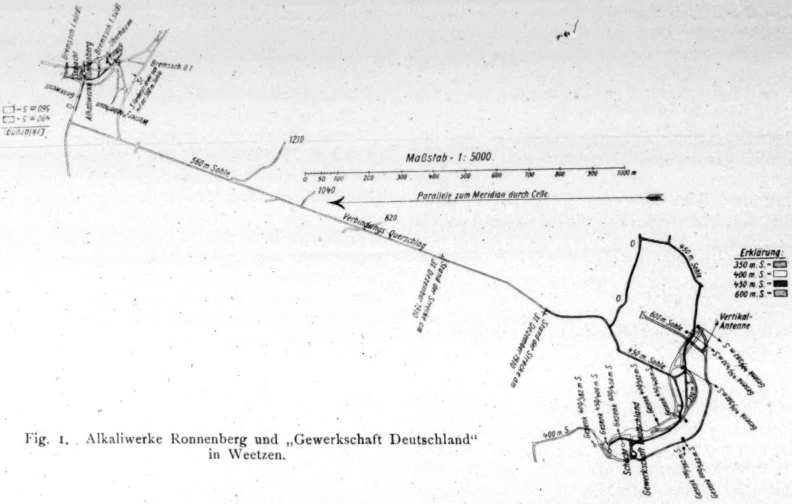


Fig. 1. Alkaliwerke Ronnenberg und „Gewerkschaft Deutschland" in Weetzen.

neben eine der in der gewöhnlichen drahtlosen Telegraphie verwandten Antennen und reihe mehrere derartige Kulissen in einigem Abstande — entsprechend den verschiedenen Etagen eines Bergwerks — aneinander, so hat man ein beiläufiges Bild von den Verhältnissen in einem Bergwerk. Noch ein anderer Umstand tritt hinzu: Bei horizontalen Antennen kommen die direkt durch das Gestein hinlaufenden Wellen mit den an der unteren Begrenzungsfläche des Grundwasserspiegels reflektierten zur Interferenz, wodurch bei bestimmten Werten der Distanz und Wellenlänge ausgeprägte Minima der Empfangswirkung entstehen. Über diesen Nachweis, der eine erste praktische Anwendung der Reflexionsmethode darstellt, soll im folgenden berichtet werden[1]).

Im Januar 1912 haben wir, ausgerüstet mit Apparaten nach dem neuen Telefunkensystem, die uns von der „Gesellschaft für drahtlose Telegraphie" (Berlin) in entgegenkommender Weise zur Verfügung gestellt wurden, die Versuche zwischen Ronnenberg und Weetzen wieder aufgenommen. Diesmal wurde der Sender in Weetzen (Strecke 0 Fig. 1), der Empfänger in Ronnenberg (Strecke 1040) aufgestellt. Das Ergebnis der ersten Versuche lautet:

1) Einen ersten Bericht habe ich auf freundl. Aufforderung von Herrn Prof. Pompeckj am 29. Januar in dem von ihm geleiteten geologischen Colloquium (Göttingen) gegeben; ferner am 12. März in einem Vortrag im „Elektrotechnischen Verein" in Berlin. Löwy.

Distanz: 1040 m; λ_0 Wellenlänge (in Luft): 520—525 m.

Sender . .	Antenne:	2×50 m	2×25 m (mit Lutten)
	Strom:	2,6 Amp.	2,4 Amp.
Empfänger	Antenne:	2×50 m	2×50 m
	Strom:	46,7 Skt.	53 Skt.

(1 Skalenteil des Empfangsgalvanometers $= 3 \cdot 10^{-7}$ Amp.)

Wie man sieht, ist der Empfang bei einer symmetrischen Antenne von 2×25 m Länge mit angehängter Kapazität, als welche je zwei ca. 2 m lange Metallrohre von ca. 40 cm Durchmesser (sog. „Lutten") verwandt wurden, nicht schlechter als bei 2×50 m Länge. Für die Ausstrahlung dürfte nur die eine Hälfte der Antennen in Betracht kommen, da parallel zur andern ein Drehstromkabel läuft. Bei einer Vorführung des Experiments wurde, da mittlerweile der Durchschlag zwischen beiden Werken erfolgt ist, das Dammtor geschlossen, ein mächtiges Eisentor, das dazu dient, bei einem ev. Wassereinbruch die beiden Werke voneinander abzusperren. Die Empfangswirkung war dieselbe.

Durch diese Versuche sind die Distanzen, welche bei praktischen Reflexionsversuchen zur Auffindung von Grundwasser in Betracht kommen, in weitem Umfange sichergestellt. Das günstige Resultat ermutigte uns zu dem Versuche, durch Interferenz die Höhe des über uns liegenden Grundwassers zu bestimmen. Zu diesem Zwecke wurden verschiedene Wellenlängen in dem Inter-

vall $\lambda_0 = 200$ bis $\lambda_0 = 700$ m gegeben und am Empfänger die Resonanzstromstärke gemessen. Die Veränderung der Frequenz wurde im Sender durch zwei Selbstinduktionsvariometer (bestehend aus je 3 Flachspulen) vorgenommen. Im Empfänger wurde mittels eines Drehkondensators (bei verschiedenen Spulen) auf Resonanz eingestimmt. Die Nummer der Spule und Kondensatorstellung wurde angemerkt. Die Messung wurde in der Weise vorgenommen, daß am Sender und Empfänger die Zeit t_1 eines jeden Meßsignals, bestehend aus einem langen Strich, der durch eine Reihe von Punkten angekündigt wurde, notiert wurde. Am Empfänger waren ein Zeigergalvanometer (von S. & H. $1^0 = 3 \cdot 10^{-7}$ Amp.) und ein Telephon fortdauernd eingeschaltet, so daß kaum ein Signal verloren gehen konnte. Außer der Frequenz, die mit einem C. Lorenzschen Wellenmesser bestimmt wurde, wurden noch am Sender für jedes Meßsignal der Strom in der Antenne i_1 und der Primärstrom im Induktor (Prim.) gemessen; es wurde ferner zur Reduktion auf gleiche Antennenschwingungsenergie bei jeder Frequenz der Antennenstrom i_2 bei Zuschaltung eines selbstinduktionslosen Widerstandes (von ca. 10 Ohm) und die Zeit t_2 notiert. Als Beispiel für die Art der Messung teilen wir die Aufzeichnungen vom 6. Februar 1912 (gehörig zur Kurve Fig. 4) mit:

Sender						Empfänger				berechnet. Red. Empfg
t_1	t_2	λ_0	i_1	i_2	Prim.	Zeit	Skt.	Spule	Kondensator	
1h00	1h03	625	2,75	1,90	33	1h00	10	5	180	10,5
						1 01	10	6	5	
						1 03	14	5	180	
1 11	1 13	615	2,60	1,90	—	1 11	13	6	7	8,3
						1 12	8	6	7	
1 18	1 22	585	2,56	1,80	—	1 19	4,8	5	150	4,4
1 26	—	550	2,55	1,80	—	1 26	3,3	5	19	3,1
1 36	—	525	2,55	1,80	—	1 37	9,5	5	17	9,0
1 45	—	475	2,25	1,60	32	—	—	—	—	—
1 53	1 56	510	2,37	1,75	32	1 54	13,8	5	20	12,3
2 03	2 06	440	2,43	1,70	32	2 03	7	4	45	—
						2 04	6	5	3	
2 11	2 14	440	3,50	2,00	32	2 12	26	4	55	26,8
						2 15	3,5	4	55	
2 18	2 21	420	3,55	2,00	32	2 19	54	4	26	52,0
						2 22	9,5	4	26	
2 26	2 29	400	3,40	1,85	32	2 26	36	4	17	45,0
						2 29	5,5	4	17	
2 34	2 38	375	3,33	1,80	32	2 35	25	4	10	40,7
						2 36	30,5	3	100	
						2 38	6	3	100	
2 44	2 47	365	3,29	1,80	32	2 44	28,5	3	70	37,5
						2 47	5	3	70	
2 57	3 01	340	2,88	1,70		Lampe verlischt! Weitere Messungen unmöglich.				
3 20	3 22	290	2,70	1,60	32					

Die Welle $\lambda_0 = 440$ wurde um $2^h 11$ wiederholt, da beim ersten Male der Sender nicht eingestimmt war, wie aus dem Anstieg von i_1 hervorgeht. Dieser für die Senderapparatur charakteristische Gang von $\lambda_0 = 500$ gegen 440 m wiederholt sich in der gleichen Weise in allen Aufzeichnungen, also auch dort, wo sich bei 450 ein Minimum der Empfangswirkung befindet.

Bei allen Messungen war die Länge der Empfangsantenne unverändert 2×50 m. Bei Fig. 2 und 3 war die Distanz 1040 m, die Sendeantenne 2×25 m lang; bei Fig. 2 mit, bei Fig. 3 ohne angehängte Lutten (als Kapazität). In Fig. 2 sind die Messungen von zwei verschiedenen Tagen (25./26. Januar) enthalten (unterschieden durch Kreise und Kreuze).

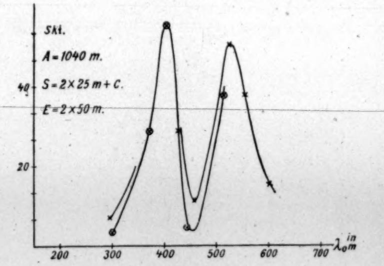


Fig. 2.

Die Werte in diesen wie in allen folgenden Kurven sind auf gleiche Schwingungsenergie bezogen. Es wäre daher möglich, daß die eigentümliche Form der Kurve ausschließlich da-

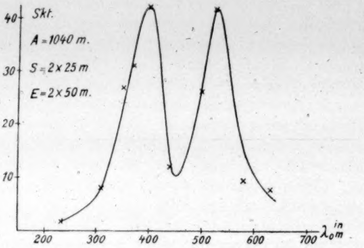


Fig. 3.

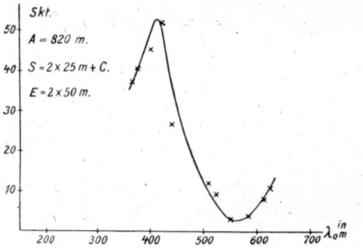


Fig. 4.

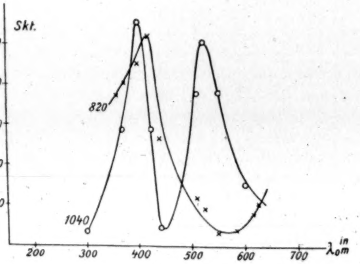


Fig. 5.

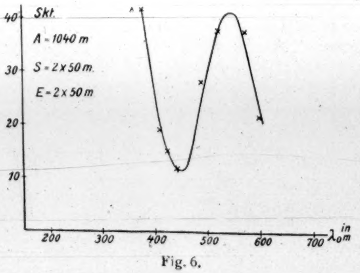


Fig. 6.

durch bedingt wäre, daß die Antennennutzleistung (der in Strahlung umgesetzte Teil der Energie) bei verschiedenen Frequenzen verschieden ist. In diesem Falle, wenn also die Kurve ausschließlich durch die Eigentümlichkeit der Sende- und Empfangsapparatur bedingt wäre, müßte ihre Form bei Veränderung der Distanz (bei sonst unveränderten Bedingungen) im wesentlichen unverändert bleiben. Fig. 4 (und noch besser Fig. 5, wo die beiden Kurven aus Fig. 2 und Fig. 4 vereinigt sind) zeigt, in welch auffallender Weise sich die Kurve bei Veränderung der Distanz auf 820 m (Empfänger

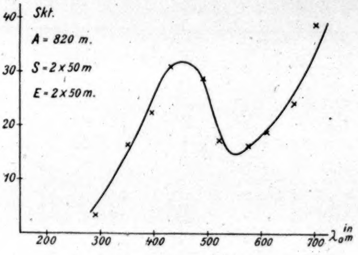


Fig. 7.

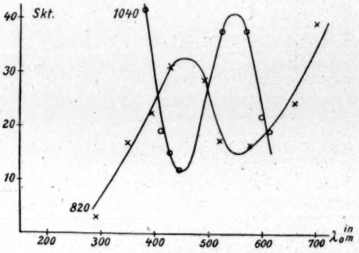


Fig. 8.

in der Strecke 820, Fig. 1) verändert; speziell wie das Minimum sich bei Verringerung der Distanz nach den höheren Wellenlängen (von 450 nach 550 m) zu verschiebt. Die gleiche Verschiebung des Minimums zeigen die Kurven Fig. 6, 7 (und 8), die mit Sendeantennen von 2×50 m Länge bei 1040 bezw. 820 m Distanz aufgenommen wurden.

Diese Veränderung der Kurvenform könnte bedingt sein durch die verschiedene Extinktion der verschiedenen Wellenlängen im Gestein oder durch Interferenz. Von der Möglichkeit, daß in dem Steinsalz zwischen den Strecken 1040 und 820 eine resonanzfähige Leitermasse (etwa

ein kleines Erzlager) eingeschlossen ist, wollen wir mit Hinblick auf ihre große Unwahrscheinlichkeit völlig absehen. Eine einfache Abschätzung zeigt, daß die Veränderung des Extinktionskoeffizienten mit der Frequenz im vorliegenden Fall zu vernachlässigen ist. Die Extinktion wird nämlich, wenn $\frac{\sigma^2}{\varepsilon^2 n^2}$ klein gegen 1 ist, von der Frequenz (n) unabhängig. Für Steinsalz und Anhydrit ist aber die Leitfähigkeit $\sigma < 10^2$, $\varepsilon = 7$; $\frac{\sigma^2}{\varepsilon^2 n^2}$ bei den benutzten Frequenzen von der Größenordnung 10^{-10} [1]).

Sehen wir also die Werte für $\lambda_0 = 450$ m (bei der Distanz 1040 m) und $\lambda_0 = 550$ m (Distanz 820 m) als Interferenzminima an, so berechnet sich die Höhe (h) der reflektierenden Fläche

$$h = \sqrt{\left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 + \frac{\lambda}{2} d}$$

(wo d die Distanz und λ die Wellenlänge im Gestein bedeutet, die etwa die Hälfte von λ_0 beträgt) aus der einen Reihe von Messungen ($\lambda = 225$ m, $d = 1040$ m) zu 358 m, aus der anderen ($\lambda = 275$ m, $d = 820$ m) zu 361 m, das würde bedeuten, daß die untere Begrenzung des Grundwassers ca. 140 m unter Tage liegt. Nach dem Bohrbefund in dem ca. 800 m entfernten Förderschacht der „Gewerkschaft Deutschland" (vgl. Profil Fig. 9) liegen die letzten wasserführenden Schichten 39 m unter Tag; in dem ca. 1500 m entfernten Ronnenberger Schachte bei 140 m.

Bei Benutzung der obigen Formel haben wir die einfachste Annahme über die Lage der reflektierenden Fläche gemacht, nämlich, daß sie mit der Horizontalebene denselben Winkel einschließt wie die Verbindungslinie von Sender und Empfänger, was durch die obigen Bohrbefunde nahegelegt wird. Während das Vorhandensein der reflektierenden Fläche durch die charakteristische Verschiebung des Minimums angezeigt wird, bleibt die Bestimmung der Entfernung bis zu einem gewissen Grade willkürlich. In der Praxis, wo man an der Erdoberfläche operiert, würde man aber durch Drehen der Antennen (in der Horizontalebene) und Wechsel des Beobachtungsortes auch die Neigung (und Tiefe) der reflektierenden Fläche mit größerer Sicherheit bestimmen können.

Von Interesse ist, daß die reflektierten Wellen auf ihrem Wege sehr viele Schichten von verschiedenem Gestein (insbesondere Stein-

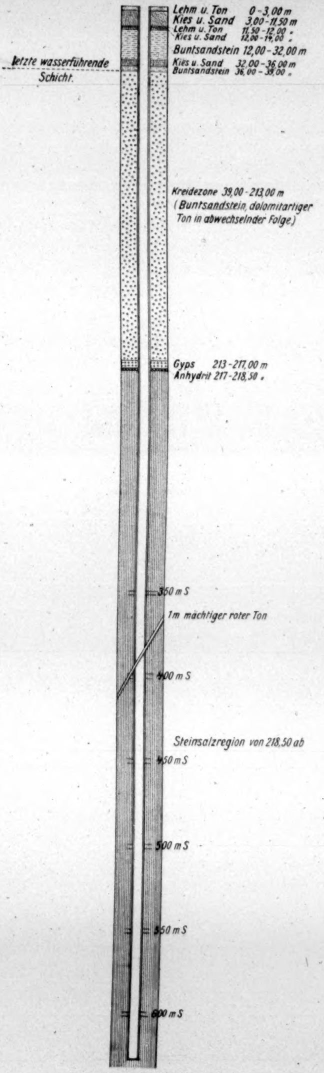


Fig. 9. Profil durch den Förderschacht der „Gewerkschaft Deutschland" in Weetzen.

---

1) H. Löwy, „Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit der Gesteine". Ann. d. Phys. **36**, 125, 1911. Für kleines $\frac{\sigma^2}{\varepsilon^2 n^2}$ wird der Extinktionskoeffizient $\beta = \frac{\sigma}{2c\sqrt{\varepsilon}}$ (l. c. S. 128).

salz, Anhydrit, Buntsandstein, dolomitartige Tone) zu passieren hatten. Der Schichtenwechsel ist, wie uns mitgeteilt wurde, sehr viel größer, als aus den Profilen (Fig. 9, 10), die nur ein sehr rohes Bild der wirklichen Verhältnisse geben, zu entnehmen ist. Von der hohen Durchlässig-

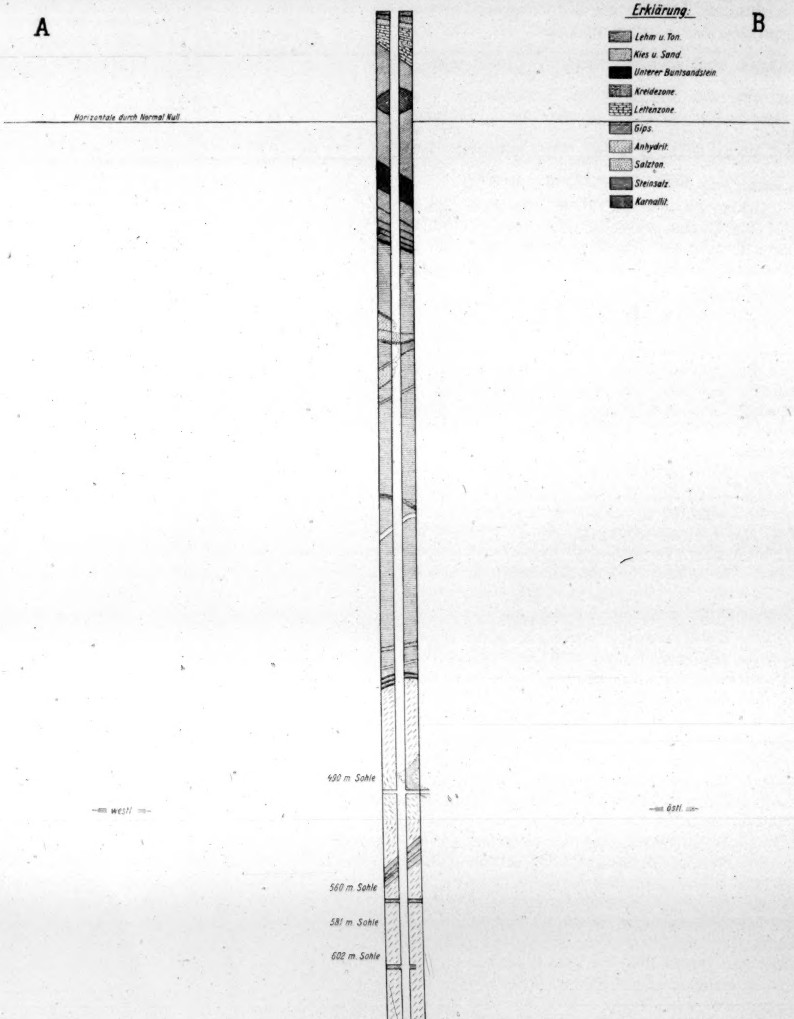


Fig. 10. Querprofil nach der Linie *A B* durch den Förderschacht der „Alkaliwerke Ronnenberg".

keit von trockenem Gestein erhält man einen Begriff, wenn man erfährt, daß gar keine besondere Isolation der Sendeantenne erforderlich ist: Ein einfacher Gummiaderdraht wird über kleine Holzklötze, die mit Nägeln an der Steinsalzwand befestigt sind, an dem Gestein entlang geführt. Wenn man die Antenne an ihrem Ende oder in der Mitte „erdet“, d. h. mit dem Salzboden in leitende Verbindung bringt, so bleibt der Antennenstrom unverändert; und auch der unveränderte Wert der Frequenz läßt sich mit derselben Schärfe wie zuvor bestimmen. Doch gibt es hier Unterschiede: In dem Salzbergwerk „Carlsfund“ bei Groß-Rhüden z. B., wo die Sendantenne an einer Karnallitwand befestigt war, mußte etwas mehr Sorgfalt auf die Isolation verwandt werden, da dieses hygroskopische Gestein sich unter dem feuchten Wetterzug mit einer leitenden Oberflächenschicht überzogen hatte.

Wir haben auch einen Versuch mit vertikalen Antennen gemacht. Die Sendeantenne bestand aus einem 30 m langen Gummiaderdraht, der mit Hilfe von trockenen Holzlatten in ein hochgehendes, völlig trockenes Bohrloch geschoben war (Fig. 1 Weetzen). Das Gegengewicht war in horizontaler Richtung ausgespannt. Das Schienennetz hat sich zum Erden als völlig unbrauchbar erwiesen, da es die Schwingung zu sehr dämpft. Die Verständigung mißlang, vermutlich wegen der vielen eisenhaltigen Gesenke von ca. 50 m Höhe (in Fig. 1 durch kleine Kreise angezeichnet), die einen Käfig um die Antenne bilden. Auf solche Schwierigkeiten stößt man immer, sowie man sich tiefer in das Innere eines Bergwerkes begibt, das mit seinem weitverzweigten Schienennetz und den vielen Bremsschächten eine Fülle kaum übersehbarer Störungen bedingt. Man wird daher versuchen müssen, die Antennen fern von jedem Bergwerke aufzustellen und möglichst nahe an das Grundwasser heranzurücken, um an der unteren Begrenzung desselben „erden“ zu können, wie das an anderer Stelle näher beschrieben worden ist[1]). Erst dann hat man Bedingungen geschaffen, die mit jenen über Erde einigermaßen vergleichbar sind.

Wir möchten nicht schließen, ohne den Direktionen der Alkaliwerke in Ronnenberg und der „Gewerkschaft Deutschland“ in Weetzen für das außerordentliche Entgegenkommen, das sie uns während der ganzen Dauer dieser Versuche bewiesen haben, unsern besten Dank auszusprechen. Wir danken endlich der „Gesellschaft für drahtlose Telegraphie“ (Berlin), die durch freundliche Überlassung der Apparate die Ausführung des Interferenzversuches ermöglicht hat.

Göttingen, März 1912.

(Eingegangen 4. April 1912.)

1) H. Löwy, „Systematische Erforschung des Erdinnern mittels elektrischer Wellen“, Zeitschr. f. praktische Geologie **19**, 1911, 284, Fig. 3.

Zur Dynamik der bewegten Körper.

Von K. Schaposchnikow.

Wie bekannt, hat Minkowski[1]) folgende Bewegungsgleichungen angegeben:

$$\frac{d}{d\tau}\left(m'\frac{dx}{d\tau}\right)=X,\quad \frac{d}{d\tau}\left(m'\frac{dy}{d\tau}\right)=Y,\quad \frac{d}{d\tau}\left(m'\frac{dz}{d\tau}\right)=Z, \tag{1}$$

wobei $d\tau=dt\sqrt{1-\frac{q^2}{c^2}}$, t die Zeit, q die Geschwindigkeit des betreffenden Körpers, c die Lichtgeschwindigkeit, m' die Ruhemassendichte, X, Y, Z die Komponenten der Kraft K, die auf Volumeneinheit wirkt, bedeuten. Bei Minkowski ist m' eine von der Zeit unabhängige Konstante. Die drei Gleichungen (1) können in vektorieller Form dargestellt werden:

$$\frac{1}{\sqrt{1-\frac{q^2}{c^2}}}\frac{d}{dt}\left(\frac{m'q}{\sqrt{1-\frac{q^2}{c^2}}}\right)=K. \tag{2}$$

Nehmen wir an, daß ein homogener physikalischer Körper sich im ungestrichenen System mit einer Translationsgeschwindigkeit q bewegt. Der Zustand des Körpers in diesem System ist eine Funktion von drei Variabeln v, p, q, wobei v das Volumen und p den Druck bedeutet. Im gestrichenen System ist die Geschwindigkeit des Körpers gleich 0, und sein Zustand ist eine Funktion von zwei Variabeln v' und p'. Wie bekannt, ist $v=v'\sqrt{1-\frac{q^2}{c^2}}$ und $p=p'$.

Multiplizieren wir die beiden Teile der Gleichung (2) mit v. Da $\frac{v}{\sqrt{1-\frac{q^2}{c^2}}}=v'$ ist, finden wir:

$$v'\frac{d}{dt}\left(\frac{m'q}{\sqrt{1-\frac{q^2}{c^2}}}\right)=Kv=F.$$

F ist die Resultante aller äußeren Kräfte, die auf unseren Körper wirken. Wenn das Ruhe-

1) H. Minkowski, Gött. Nachr., S. 107, 1908.

volumen v' eine Konstante ist, so erhalten wir:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{M'q}{\sqrt{1-\frac{q^2}{c^2}}}\right)=F,$$

wo M' die Ruhemasse des Körpers bedeutet.

Abraham[1]) hat diese zur Definition des Kraftbegriffs dienende Gleichung verallgemeinert. Er nahm die Ruhemasse M' für eine Funktion der Zeit.

Wenn wir die Definition von Abraham annehmen, so bekommen wir für den Impuls unseres Körpers G folgenden Ausdruck:

$$G=\frac{M'q}{\sqrt{1-\frac{q^2}{c^2}}}, \tag{3}$$

wobei M' eine Funktion von v', p' ist.

Andererseits ist die Impulsdichte g auf Grund des Planckschen Satzes[2]), dem Verhältnis des Energiestroms S zum Quadrat der Lichtgeschwindigkeit gleich, d. h. $g=\frac{S}{c^2}$. Berechnen wir S für unseren Fall. Der Körper bewegt sich mit der Geschwindigkeit q unter dem Drucke p. Stellen wir uns ein Flächenelement df, das im ungestrichenen System ruht und senkrecht zur Bewegung des Körpers steht, vor. Der Energiestrom durch das Flächenelement df in der Zeit dt besteht aus zwei Teilen: der erste Teil $\varepsilon df\cdot qdt$ ist die durch Konvektion übertragene Energie, wobei ε die Energiedichte bedeutet; der zweite Teil besteht aus der durch Leitung übertragenen Energie; er bedeutet die Arbeit der Druckkräfte und ist $pdf\cdot qdt$ gleich. Somit ist:

$$S\,df\cdot dt=\varepsilon q\,df\cdot dt+p\,q\,df\cdot dt.$$

Für die Impulsdichte erhalten wir:

$$g=\frac{\varepsilon+p}{c^2}q.$$

Indem wir g mit v multiplizieren, erhalten wir den Ausdruck für den Impuls G[3])

$$G=\frac{E+pv}{c^2}q, \tag{4}$$

wo $E=\varepsilon v$ die Energie des bewegten Körpers darstellt.

In dieser Mitteilung möchte ich darauf hinweisen, daß aus den Gleichungen (3) und (4) direkt die bekannten Formeln von Planck für die Energie und den Impuls des bewegten Körpers folgen. Vergleichen wir (3) und (4), dann haben wir:

$$\frac{M'}{\sqrt{1-\frac{q^2}{c^2}}}=\frac{E+pv}{c^2}.$$

Nun nehmen wir in der letzten Gleichung $q=0$ an. Da M' von q unabhängig ist, so wird unsere Annahme, daß $q=0$ ist, auf die Größe von M' keinen Einfluß ausüben. Die Größen E, p, v werden in diesem Falle E', p', v' gleich sein. Wir haben also:

$$M'=\frac{E'+p'v'}{c^2}. \tag{5}$$

Wenn wir die gefundene Größe M' in die Gleichung (3) einsetzen, so erhalten wir:

$$G=\frac{q}{\sqrt{1-\frac{q^2}{c^2}}}\cdot\frac{E'+p'v'}{c^2}. \tag{6}$$

Wenn wir aber die Größe M' in die Gleichung (4) einsetzen (dabei machen wir darauf aufmerksam, daß $v=v'\sqrt{1-\frac{q^2}{c^2}}$ und $p=p'$) und aus der entstandenen Gleichung die Größe E bestimmen, dann haben wir:

$$E=\frac{1}{\sqrt{1-\frac{q^2}{c^2}}}\left[E'+\frac{p'v'q^2}{c^2}\right]. \tag{7}$$

Die Gleichungen (6) und (7) stellen die bekannten Formeln von Planck dar.

Moskau, Dezember 1911.

(Eingegangen 2. Februar 1912.)

1) M. Abraham, diese Zeitschr. **10**, 737, 1909.
2) M. Planck, Ber. d. D. Phys. Ges. **6**, 730, 1908; M. Laue, Das Relativitätsprinzip, S. 138.
3) F. Hasenöhrl, Sitzungsber. d. Wien. Akad. **116**, 1400, 1907; M. Planck, l. c.

Über den Einfluß von Oxydbildung und thermischer Behandlung auf den Magnetismus des Kupfers.

Von J. G. Gray und A. D. Ross.

In einem kürzlich ausgegebenen Hefte dieser Zeitschrift erschien eine Mitteilung von F. Behnsen[1]), welche an gewissen Versuchen Kritik übt, die wir in einer vor einiger Zeit veröffentlichten Arbeit[2]) beschrieben haben. In unserer Mitteilung berichteten wir, daß wir imstande gewesen waren, einige Proben praktisch reinen Kupfers dadurch permanent magnetisch zu machen, daß wir sie zur Rotglut erhitzten, dann in eiskaltem Wasser abschreckten und sie darauf einem Ma-

1) F. Behnsen, diese Zeitschr. **12**, 1157, 1911.
2) J. G. Gray und A. D. Ross, diese Zeitschr. **10**, 59, 1909.

gnetisierungsfeld von mehr als 3000 Gauß aussetzten. Ein bemerkenswerter Umstand war der, daß diese Proben bei der Temperatur der flüssigen Luft einen viel größeren remanenten Magnetismus zeigten als bei Zimmertemperatur. Dagegen ließ sich ein Kupferbarren, der in einem Magnetfelde durch elektrolytische Ausfällung aus eisenfreier Kupfersulfatlösung aufgebaut worden war, nicht permanent magnetisch machen. Wir sahen uns daher veranlaßt, die oben mitgeteilten Effekte der Wirkung einer geringen Spur von Verunreinigung zuzuschreiben. Eine sorgfältige Analyse zeigte, daß das anwesende Eisen nicht ausreichte, den Effekt zu erklären, falls es proportional mit gewöhnlichem hochgradigen Eisen wirkte, und daß es jedenfalls die eigentümliche erhöhte Koerzitivkraft des Metalls bei Abkühlung auf die Temperatur der flüssigen Luft nicht erklären konnte.

Herr Behnsen hat durch seine Untersuchungen unseren Befund bestätigt, daß sich elektrolytisches Kupfer durch keine irgendwie geartete thermische Behandlung permanent magnetisch machen läßt. Weiter hat er gefunden, daß reines Kupferoxyd und Kupferoxydul gleichfalls nicht permanent magnetisch sind, käufliche Proben dagegen Koerzitivkraft zeigen, und überdies das aus ihnen durch Reduktion in einem Wasserstoffstrom hergestellte Kupfer noch stärkere Koerzitivkraft besitzt. Diesen Effekt schreibt er einer Spur schwach magnetischen Eisenoxyds in den käuflichen Proben zu, die bei der Reduktion viel stärker magnetisches metallisches Eisen liefert. Demgemäß meint Herr Behnsen, daß sich unsere Beobachtungen in befriedigender Weise unter der Annahme erklären lassen, daß die magnetischen Kupferproben freies Eisen enthielten, das als Oxyd zugegen gewesen und reduziert worden war. Diese Auffassung bietet indessen mehrere Schwierigkeiten. Wie bereits angegeben, war der gesamte Eisengehalt nicht ausreichend, um die Größe des remanenten Magnetismus in der gewöhnlichen Weise zu erklären. Andererseits würde es im ganzen genommen wahrscheinlicher sein, daß das Verfahren der Erhitzung zur Rotglut und der Ablöschung in Wasser alles etwa vorhandene Eisen oxydieren würde, als daß es Spuren von Eisenoxyd reduzierte, besonders, da die untersuchte Probe in heißem Zustande von der tatsächlichen Berührung mit dem Wasser und dem entwickelten Dampfe durch eine dünne Hülle aus elektrolytischer Kupferfolie geschützt war, die hinterher entfernt wurde. Selbst wenn man die Ansicht annehmen könnte, daß dieser Ablöschungsprozeß zu einer Reduktion einer Spur einer Verunreinigung durch Eisenoxyd zu freiem Eisen führte, würde uns dies keineswegs helfen, die nahezu verdoppelte Koerzitivkraft bei der Temperatur der flüssigen Luft zu erklären.

Seitdem unsere frühere Arbeit in dieser Zeitschrift erschienen ist, haben wir uns mit vielen magnetischen Untersuchungen an verschiedenen Legierungen und Metallverbindungen beschäftigt. Die Ergebnisse, die wir bei diesen Untersuchungen erhalten haben, haben uns zu gewissen Schlußfolgerungen geführt, die auf die scheinbaren Anomalien bei den nahezu reinen Kupferproben Licht zu werfen scheinen. Wenn wir einen Barren aus reinem Eisen nehmen, so sind alle Teilchen, aus denen er besteht, hinsichtlich ihrer Konstitution identisch, und nach der modernen Theorie ist jeder Molekularkomplex ein Magnet. (Unter dem Ausdruck „Molekularkomplex" verstehen wir die bei der Erzeugung magnetischer Phänomene in Frage kommende Grundeinheit, also das, was wir das „magnetische Eisenatom" nennen könnten.) Der Barren als Ganzes mag keine Polarität zeigen, und in diesem Falle bilden diese Molekularkomplexe neutrale Ketten. Es möge eine magnetisierende Kraft angelegt werden, und diese Ketten werden, je nach der Größe der Kraft in größerem oder kleinerem Maße, zerbrochen werden. Wenn das angelegte Magnetfeld beseitigt wird, findet wieder eine Neuordnung der Struktur statt, wobei in manchen Fällen neue neutrale Ketten infolge der magnetischen Wirkung zwischen solchen Molekularkomplexen gebildet werden, welche ursprünglich entweder zu derselben Kette oder zu benachbarten Ketten gehörten. Die Wechselwirkung zwischen den Komplexen ist jedoch eine solche, daß der ganze Barren nicht wieder auf seinen ursprünglichen Neutralisierungszustand zurückgebracht wird: er zeigt im Gegenteil Koerzitivkraft oder permanenten Magnetismus. Wir betrachten nunmehr einen Barren, der hauptsächlich aus einem nichtmagnetischen Material, wie Kupfer, besteht, der aber auch eine geringe Spur von Eisen enthält. Wenn der Barren im neutralen Zustande ist, so werden die Molekularkomplexe des Eisens, wie zuvor, geschlossene Ketten bilden. Aber wegen der sehr kleinen in dem Barren vorhandenen Eisenmenge werden diese Ketten vermutlich sehr wenige Molekularkomplexe enthalten, und die einzelnen Ketten werden voneinander durch Strecken getrennt sein, die im Vergleich zu den in dem Barren aus reinem Eisen auftretenden groß sind. Was wird die Wirkung dieses Unterschiedes in der Struktur sein? Die Ketten, von denen jetzt jede nur aus etwa zwei oder drei Komplexen besteht, statt wie beim reinen Eisen aus einer großen Anzahl, werden sehr viel stabiler sein. Nur ein kräftiges Feld wird imstande sein, die Ketten in merkbarem Maße zu zerbrechen, und mithin

ist die induzierte Magnetisierung des Materials sehr klein. Und wenn das angelegte Feld entfernt wird, werden die Komplexe, die in Freiheit gesetzt worden sind, natürlich zurückkehren und dieselben Ketten bilden wie zuvor, denn sie werden in keinerlei bedeutendem Maße durch die magnetischen Kräfte von Komplexen beeinflußt, die aus benachbarten, aber fernen Ketten freigemacht worden waren. Ein solcher Barren könnte daher sehr geringe temporäre induzierte Magnetisierung zeigen; er würde wahrscheinlich keinerlei meßbaren remanenten Magnetismus aufweisen. Ein Faktor, der auf die Entstehung einer geringen Koerzitivkraft hinwirken könnte, ist etwa von der Natur einer Reibungskraft, welche die rückläufige Bewegung der magnetischen Komplexe in ihrer Kupfermatrix verzögert oder hemmt. Es ist nicht unwahrscheinlich, daß der Prozeß der Erhitzung des Metalles auf Rotglut und der Ablöschung in eiskaltem Wasser die Größe dieser Reibungskraft so verändern, daß der remanente Magnetismus nunmehr zu einer meßbaren Größe wird. Dies scheint eine sehr einleuchtende Erklärung dafür zu sein, daß die Wirkung der thermischen Behandlung darin besteht, den Proben eine merkliche Koerzitivkraft zu verleihen.

Die vorstehenden Betrachtungen machen es klar, daß eine solche feste Lösung von Eisen in Kupfer stärker magnetisch sein könnte, als man auf Grund des vorhandenen Eisengehaltes erwarten würde. Es ist nämlich zu beachten, daß ein Effekt der dünnen Verteilung der Molekularkomplexe des Eisens in dem Gesamtvolumen darin besteht, jede Gruppe sehr weit von jenen Sphären äußerer Wirkung zu entfernen, die in eisenreichen Proben von vorwiegender Bedeutung für die Bestimmung der magnetischen Eigenschaften sind. Daß feste Lösungen mit magnetischen Bestandteilen (Elementen oder Verbindungen zwischen Metallen) hochgradiger magnetisch sein können als irgendeine ihrer magnetischen Bestandteile, das ist für viele feste Lösungen, beispielsweise für die Chrom-Kobalt-Legierungen[1]) und für die Heuslerschen Legierungen nachgewiesen worden. Diese letztgenannten Legierungen zeigen diese Tatsachen in sehr auffälliger Weise. Die stärker magnetischen Legierungen ergeben unter normalen Verhältnissen eine Intensität des remanenten Magnetismus nach der Sättigung von 80 bis nahezu 200 C.G.S.-Einheiten[2]). Andererseits hat der remanente Magnetismus einer Aluminiumbronze, die hauptsächlich die intermetallische Verbindung Cu_3Al enthält, eine Intensität von weit weniger als 1 C.G.S.-Einheit[1]), und die Koerzitivkraft der Verbindung Mn_3Al ist von derselben niedrigen Größenordnung[2]). Indessen bestehen die Heuslerschen magnetischen Legierungen nur aus festen Lösungen von Cu_3Al und Mn_3Al, wie der eine von uns auf Grund allgemeiner Betrachtungen über ihr Verhalten dargetan[3]) und seither durch die Untersuchung der Mikrostruktur polierter Schnitte bestätigt[4]) hat. Diese Tatsachen zeigen, daß die vorstehende Hypothese von der Wirkung einer in fester Lösung in Kupfer vorhandenen Spur Eisen nicht einer experimentell erwiesenen Grundlage entbehrt.

Was die erhöhte Koerzitivkraft bei der Temperatur der flüssigen Luft betrifft, so braucht man nach einer befriedigenden Erklärung nicht weit zu suchen. Eine Spur Nickel ist in dem reinsten Kupfer sehr gewöhnlich. Sie ist in Gestalt einer festen Lösung vorhanden, und zwar vereinigen sich Nickel und Kupfer in allen Verhältnissen zu festen Lösungen. Wenn solche Legierungen reich an Nickel sind, so sind sie bei gewöhnlicher Temperatur magnetisch. Aber mit gesteigertem Kupfergehalt wird die Temperatur der magnetischen Umwandlung erniedrigt, bis sie einen Punkt erreicht, nach welchem sie unter Zimmertemperatur sinkt. Wenn demnach eine Spur Nickel in den Proben von Kupferfolie vorhanden wäre, dürften wir nicht erwarten, daß die resultierende feste Lösung bei Zimmertemperatur irgendwie magnetische Eigenschaften zeigt; vielmehr müssen wir erwarten, Zeichen von Koerzitivkraft bei -190^0 C zu finden wie bei den in unserer früheren Arbeit ausführlich beschriebenen Beobachtungen. Der Magnetismus dieses Materials im Verein mit dem der Spur von Eisen könnte daher den verhältnismäßig großen remanenten Magnetismus der abgeschreckten Proben bei der Untersuchung auf der Temperatur der flüssigen Luft erklären. Überdies würde jede Änderung in der Muttersubstanz, die darauf hinwirkte, die Eisenverunreinigung in den abgelöschten Proben eine stärkere Koerzitivkraft zeigen zu lassen als in den nicht abgelöschten, auch die Nickelverunreinigung beeinflussen. Der Umstand, daß der Einfluß der flüssigen Luft auf die Koerzitivkraft bei dem abgelöschten Kupfer viel größer

1) K. Honda, Ann. d. Phys. (4) **32**, 1003, 1910; K. Lewkonja, Zeitschr. f. anorg. Chem. **59**, 293, 1908.

2) A. D. Ross, Proc. Roy. Soc. Edinburgh **27**, 88, 1907; J. G. Gray, Proc. Roy. Soc. Edinburgh **28**, 403, 1908.

1) A. D. Ross and R. C. Gray, Proc. Roy. Soc. Edinburgh **29**, 274, 1909.

2) G. Hindricks, Zeitschr. f. anorg. Chem. **59**, 414, 1908.

3) A. D. Ross, Journ. Inst. of Metals **4**, 68, 1910.

4) Diese Untersuchungen sind ausführlich in einer Arbeit von A. D. Ross beschrieben, die seitens der Faraday Society zu London zur Veröffentlichung angenommen worden ist und demnächst erscheinen wird.

ist als bei dem nicht behandelten, ist daher nichts weiter, als was wir erwarten würden, da das Material nach der thermischen Behandlung eine größere Koerzitivkraft bei Zimmertemperatur erhält.

Physikalisches Institut der Universität Glasgow, 12. Februar 1912.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 16. Februar 1912.)

Nachtrag zu meiner Arbeit „Der Stark-Doppler-Effekt an Wasserstoffkanalstrahlen in Luft"[1]).

Von G. S. Fulcher.

Soeben sehe ich, daß mir leider die Arbeit von Herrn H. Wilsar, die in dieser Zeitschr. **12**, 1091, 1911 erschienen ist, entgangen ist. Seine Resultate stimmen durchaus mit den meinigen überein und beweisen, daß die Theorie, die ich ein Jahr vorher entwickelte, unzutreffend ist.

1) Diese Zeitschr. **13**, 224, 1912.

(Eingegangen 27. März 1912.)

BESPRECHUNGEN.

Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften. Bd. V: Physik. 3. Teil, Heft 1 und 2. Leipzig, B. G. Teubner. M. 11.—

Anschließend an die Mitteilung in dieser Zeitschrift **13**, 332, 1912, berichten wir hier über die bisher erschienenen Artikel des optischen Teiles, nämlich:

21. A. Wangerin, Optik, ältere Theorie.
22. W. Wien, Elektromagnetische Lichttheorie. Mit einem Beitrag über magnetooptische Phänomene von H. A. Lorentz.
23. W. Wien, Theorie der Strahlung.

Der Artikel von Wangerin gibt eine sorgsame, auf die Quellen zurückgehende Darstellung der älteren, Vor-Maxwellschen Optik. Naturgemäß bildet die Fresnelsche Forschung den Schwerpunkt des Artikels. Es wird gezeigt, wie Fresnel, ohne durch eine begründete Theorie geführt zu sein, von der allgemeinen Vorstellung transversaler Schwingungen und von der Anschauung der Tatsachen aus überall zu den bleibenden quantitativen Zusammenhängen der Erscheinungen durchgedrungen ist. Was die mechanisch-elastische Begründung demgegenüber hinzufügen konnte, erscheint verhältnismäßig gering. Insbesondere mußten alle Anstrengungen zur Ableitung der Fresnelschen Reflexionsformeln der Natur der Sache nach scheitern. Glücklicher wie in ihren Spekulationen über die mechanische Theorie des Äthers (elastisches Kontinuum bei F. Neumann und Green, molekulare Konstitution bei Cauchy) war die mechanische Auffassung in der Dispersionstheorie, die ja auch nach heutigen Anschauungen im wesentlichen auf mechanischen Einwirkungen mitschwingender Teilchen beruht.

Der Artikel von W. Wien über die elektromagnetische Lichttheorie behandelt als Vorläufer Maxwells Mac Cullagh und L. Lorenz. Bei der Darstellung der Maxwellschen Theorie und ihren allgemeinen Folgerungen wird u. a. auf Rowland hingewiesen, der die allgemeinsten Fälle der Lichterregung (durch Dipole höherer Ordnung) und ihrer räumlichen Ausbreitung schon vor Hertz untersucht hat. Der Artikel schließt mit einem Vergleich zwischen Theorie und Erfahrung: Verhältnis der elektromagnetischen und elektrostatischen Einheit, Geschwindigkeit des Lichtes und der Hertzschen Wellen, Gruppengeschwindigkeit, Dielektrizitätskonstante und Brechungsexponent, Oberflächenschichten bei der Reflexion, Metalloptik, anomale Dispersion, stehende Lichtwellen, Lichtdruck.

Als Beitrag zur elektromagnetischen Lichttheorie hat H. A. Lorentz einen ausführlichen Bericht über den gegenwärtigen Stand der magnetooptischen Theorien geliefert. Es ist außerordentlich zu begrüßen, daß der eigentliche Begründer dieses Gebietes, dem die mathematische Enzyklopädie schon in den Artikeln über die Maxwellsche und Elektronentheorie ihre vielleicht größten Zierden verdankt, sich auf die Bitte von W. Wien entschlossen hat, dessen Artikel durch diesen Beitrag zu ergänzen.

Der Artikel behandelt den direkten und inversen Zeeman-Effekt, den Faraday-Effekt (magnetische Drehung der Polarisationsebene) und den magnetischen Kerr-Effekt (der elektrische Kerr-Effekt bleibt dem Artikel Pockels über Kristalloptik vorbehalten). Der direkte Zeeman-Effekt wird nach der ursprünglichen elementaren und der ebenfalls von Lorentz herrührenden Theorie der generalisierten Koordinaten sowie nach Voigt behandelt, auch wird für ein magnetisch-isotropes Teilchen, wie es die elementare Theorie voraussetzt, ein an die Thomsonsche Atomkugel anschließendes Modell aufgestellt. Der inverse Zeeman-Effekt (Änderung der Absorptionslinien durch ein magnetisches Feld) hat vor der theoretischen Behandlung des direkten den Vorzug voraus, daß er weniger spezielle Annahmen über den Mechanismus erfordert und den Voigtschen phänomenologischen Zusatzgliedern besser zugänglich ist wie jener. Dieser Effekt hängt mit der magnetischen Doppelbrechung bei Flüssigkeiten und mit den Beobachtungen von J. Becquerel über die magnetische Zerlegung der Serienlinien in gewissen Kristallen zusammen. Beim Faraday-Effekt wird die Voigtsche Theorie zugrunde gelegt, die Maxwellsche Wirbeltheorie z. B. wird, da sie nach unseren heutigen Auffassungen doch recht willkürlich erscheint, nur beiläufig erwähnt.

Die Theorie der Strahlung von W. Wien gibt außer der thermodynamischen Behandlung namentlich eine Übersicht über die Plancksche Strahlungstheorie; ferner werden die statistischen Methoden von Rayleigh-Jeans und Lorentz dargestellt sowie die an den Begriff der natürlichen Strahlung anschließenden Fragen über Interferenzfähigkeit und Fortpflanzung in dispergierenden Medien. Es ist sehr dankenswert, daß sich der Ver-

fasser nicht auf eine objektive Darstellung der Theorien beschränkt hat, sondern daß er auch sein persönliches Urteil über die Schwierigkeiten der Theorie und die zurzeit bekanntlich noch sehr geringen Aussichten zu ihrer Lösung abgibt, ein Urteil, das bei einem Verfasser wie Wien auf besonderes Interesse rechnen darf. In den drei Jahren seit Abschluß des Artikels (Mai 1909) haben sich bekanntlich die Aussichten auf die Hebung jener Schwierigkeiten und auf ein physikalisches Verständnis der Energiequanten nicht wesentlich verbessert.

A. Sommerfeld.

H. Schmidt, Das Photographieren mit Blitzlicht. (Enzyklopädie der Photographie. Heft 75.) gr. 8. VII u. 132 S. mit 9 Tafeln und 55 Abbildungen. Halle a. S., Wilhelm Knapp. 1910. M. 3.60

Das Buch enthält wesentlich eine Beschreibung der im Handel vorkommenden Materialien und Vorrichtungen für Aufnahmen mit Blitzlicht, also der verschiedenen Pulver (Magnesium-, Blitzlichtpulver usw.), Lampensorten, Vorrichtungen zur Rauchbeseitigung und Reflektoren. Prüfungsmethoden werden an zweiter Stelle berücksichtigt, und zwar solche für Regulierung der Verbrennungsgeschwindigkeit, der Flammenintensität und der Flammengröße. Interessant ist die Anwendung sogenannter panchromatischer Pulver, bei denen die mangelnde Orthochromasie der Platte durch gegen die natürliche Beleuchtung übertriebenen Reichtum der Lichtquelle an gelben Strahlen kompensiert wird.

Byk.

Tagesereignisse.

Benekesche Preisstiftung. Die Philosophische Fakultät der Universität Göttingen stellt für das Jahr 1915 folgende Aufgabe:

„Die Fakultät wünscht eine möglichst geschlossene Darstellung des Gesamtgebietes des Flüssigkeitswiderstandes von einem hydrodynamischen Standpunkte aus. Auf die Förderung unserer vom Widerstand bewegter Körper in Flüssigkeiten und vom Widerstand der Flüssigkeiten in Rohrleitungen und Kanälen durch eigene Arbeiten des Verfassers, sei es theoretischer, sei es experimenteller Art, wird dabei besonderer Wert gelegt werden."

Der erste Preis beträgt M. 1700.—, der zweite M. 680.—. Bewerbungsschriften sind in einer modernen Sprache bis zum 31. August 1914 in den üblichen Formen an die Fakultät einzusenden.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Akademie für Sozial- und Handelswissenschaften in Frankfurt/M. Dr. K. Fleischer für Chemie, an der Universität Breslau Dr. Fritz Arndt für Chemie, an der Universität Marburg Dr. med. et phil. F. Schenk für Chemie.

Ernannt: Dr. L. N. G. Filon zum Professor für angewandte Mathematik und Mechanik am University College London, der Direktor des Kolonial-Observatoriums in Hongkong F. G. Figg zum Direktor des Observatoriums von Mauritius, C. E. Adams zum Regierungs-Astronomen für das Dominion von Neu-Seeland, der Privatdozent an der Technischen Hochschule Berlin Professor Dr. Reginald O. Herzog zum ord. Professor der Biochemie an Deutschen Technischen Hochschule Prag, der Dozent der Chemie an der Universität Upsala Dr. Theodor Svedberg zum ord. Professor ebenda.

Verliehen: Dem Redakteur des Chemischen Zentralblatts Dr. Albert Hesse in Wilmersdorf und dem Privatdozenten für allgemeine Chemie an der Technischen Hochschule Zürich Dr. Julius Schmidlin der Titel Professor, den ord. Professoren an der Technischen Hochschule in München Dr. Hermann Ebert (Experimentalphysik), Dr. Sebastian Finsterwalder (Mathematik) und Johann Ossanna (Elektrotechnik) der Titel Geh. Hofrat.

In den Ruhestand: Der Erving-Professor der Chemie an der Harvard-Universität in Cambridge (Mass.) Dr. Charles Loring Jackson.

Gestorben: Der Professor der organischen Chemie an der Ecole de Physique et de Chimie und am Institut national agronomique in Paris Dr. André Bidet, der Konservator der erdmagnetischen Observation der Sternwarte in München Professor Dr. Johann Baptist Messerschmitt, der Assistent an der Universitäts-Sternwarte in Wien Dr. Heinrich Jaschke, der emeritierte Professor der Chemie an der Universität Tokio Dr. Edward Divers.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1912. (Nachtrag.)

Universität Czernowitz.

v. Geitler: Experimentalphysik II, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger II: a) für Physiker und Mathematiker, 6, b) für Chemiker und Naturhistoriker, 3; Physikalische Übungen für Fortgeschrittene, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*; Optik, 2 *g*. — **Radaković:** Wärmelehre, 5; Seminar für mathematische Physik, 2; Proseminar für mathematische Physik, 2 *g*; Besprechung von Fragen der Mathematik und der mathematischen Physik (mit Plemelj und Hahn), 14tägig, 2 *g*. — **Conrad:** Kosmische Physik II, 4; Atmosphärische Elektrizität, 1. —

Pomeranz: Allgemeine Chemie II, 5; Pharmazeutische Chemie, 3; Praktische Übungen für Anfänger und Vorgeschrittene, tägl. außer Sonnabend. —

Plemelj: Algebra (Fortsetzung), 3; Zahlentheorie, 3; Seminar für Mathematik, 2 *g*. — **Hahn:** Differentialgleichungen: Elementare Integralrechnung, 3; Ausgewählte Kapitel der höheren Analysis, 3; Übungen zur Differential- und Integralrechnung, 2 *g*. — **Kruppa:** Ausgewählte geometrische Konstruktionen und ihre Theorie, 2. —

Angebote.

Physiker oder Ingenieur

gesucht, mit Kenntnissen auf dem Gebiete der drahtlosen Nachrichtenübermittlung und der elektrischen Meßtechnik, welcher literarisch gewandt ist und Erfahrungen oder Sinn für Propaganda hat. Offerten sind zu richten an die

Dr. Erich F. Huth G. m. b. H.
Berlin SO. 26.

Das **Kaiserliche Telegraphen-Versuchsamt** in **Berlin W. 9,** Königgrätzerstraße 20, sucht einen jungen

promovierten Physiker,

für wissenschaftlich-technische Laboratoriumsarbeiten. Eintritt sofort. Vergütung anfangs 150 M. monatlich.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

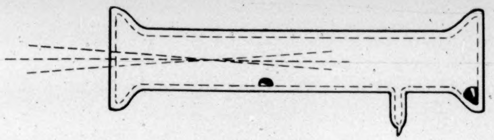


Fig. 1.

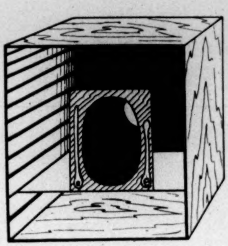


Fig. 1a.

Fig. 2.

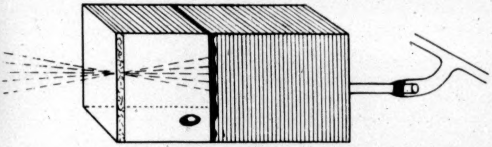


Fig. 3.

Fig. 4.

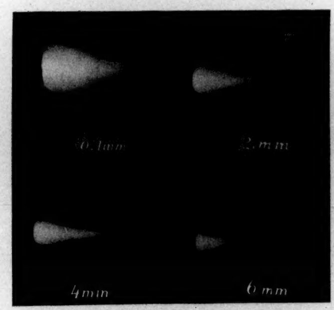


Fig. 5.

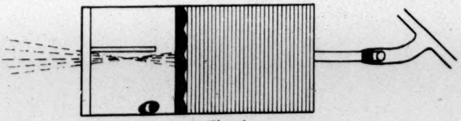


Fig. 6.

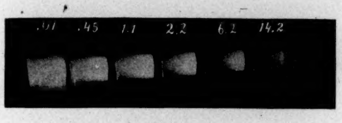


Fig. 7.

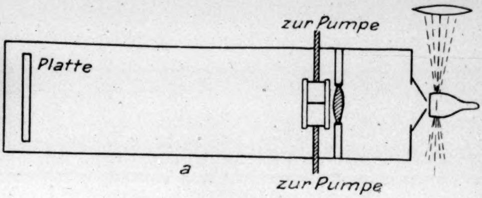


Fig. 8a.

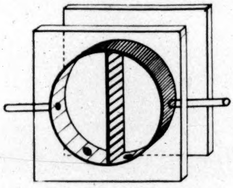


Fig. 8b.

Fig. 9.

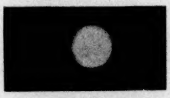


Fig. 10.

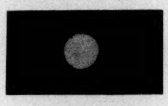


Fig. 11.

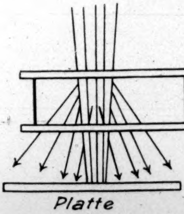


Fig. 12.

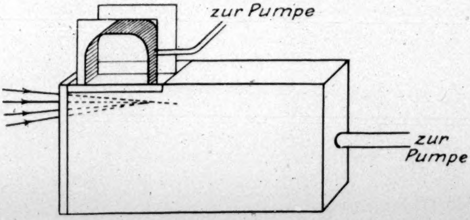


Fig. 13.

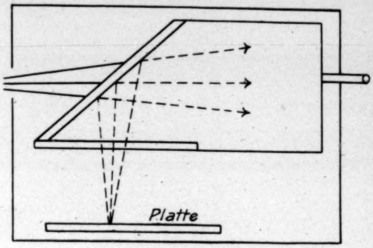


Fig. 14.

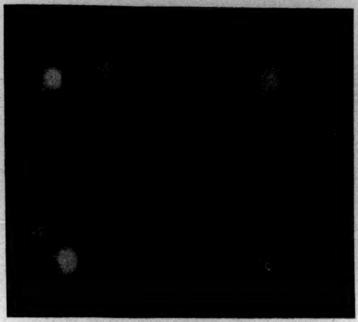


Fig. 15.

Fig. 16.

Fig. 17.

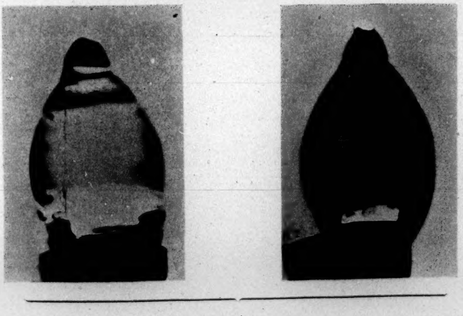


Fig. 18.

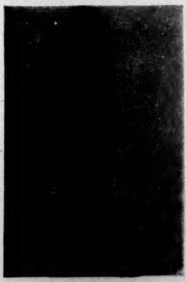


Fig. 19.